



*Friedrich-Schiller-Universität Jena*

*Institut für Photonische Technologien Jena*

*Diplomarbeit*

*Femtosekunden-Faser-Bragg-Gitter in seltenerd-dotierten Fasern*

Eingereicht von *Julia Fiebrandt*  
am *08.03.2011*

Erstgutachter *Prof. Dr. Hartmut Bartelt*  
Zweitgutachter *Dr. Martin Becker*

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen zu optischen Fasern, Faser-Bragg-Gittern und Femtosekunden-Lasern</b>	<b>3</b>
2.1	Optische Fasern . . . . .	3
2.1.1	Lichtführung in optischen Fasern . . . . .	3
2.1.2	Absorption und Brechung in Dielektrika . . . . .	6
2.1.3	Faser-Bragg-Gitter . . . . .	10
2.2	Femtosekunden-Laser . . . . .	14
2.2.1	Wirkungsprinzip eines Femtosekunden-Laser . . . . .	14
2.2.2	Materialwechselwirkung . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Experimentelle Umsetzung</b>	<b>22</b>
3.1	Optische Komponenten des Aufbaus zum Einschreiben von Bragg-Gittern	22
3.1.1	Femtosekunden-Lasersystem . . . . .	22
3.1.2	Talbot-Interferometer . . . . .	24
3.1.3	Positionierung der Zylinderlinse und Einstellen der Fokusslage . . . .	27
3.2	Aktiv und passiv dotierte Glasfasern . . . . .	29
3.3	Charakterisierungsmethoden für optisch mikrostrukturierte Proben . . . .	31
3.3.1	Fluoreszenz- und Absorptionsmessungen . . . . .	31
3.3.2	Messung des Gitterspektrums und der Gitterreflektivität . . . . .	31
3.3.3	Messung der Doppelbrechung . . . . .	32
3.4	Belichtungsregimes zum Einschreiben von Bragg-Gittern . . . . .	33
3.4.1	Experiment zur Dotierungsempfindlichkeit bei 266 nm-fs-Belichtung	34
3.4.2	Belichtung bei verschiedenen Femtosekunden-Laser-Wellenlängen .	34
3.4.3	Belichtung bei verschiedenen Pulsdauern . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Auswertung und Ergebnisse</b>	<b>38</b>
4.1	Induzierte Absorptions- und Fluoreszenzänderungen . . . . .	38
4.2	Vergleich der Wachstumskurven bei verschiedenen Belichtungsregimes . .	40
4.2.1	Auswertung der aufgenommenen Wachstumskurven . . . . .	41
4.2.2	Vergleich der Wachstumskurven bei der Belichtung mit verschiedenen Femtosekunden-Laser-Wellenlängen . . . . .	42
4.2.3	Vergleich der Wachstumskurven bei der Belichtung mit verschiedenen Pulsdauern . . . . .	49
4.3	Absorptionsvorgänge beim Einschreiben von Bragg-Gittern . . . . .	51

4.3.1	Darstellung des linearen Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Dotierung . . . . .	51
4.3.2	Auswertung der anfänglichen Gitterwachstumskurven und Abschätzung bezüglich der Photonenabsorption . . . . .	51
4.3.3	Auswertung der Absorptionsspektren und Abschätzung des optischen Bandabstandes . . . . .	53
4.4	Doppelbrechung in Femtosekunden-Faser-Bragg-Gittern . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>56</b>
5.1	Photosensitivität der Gläser bei Femtosekunden-Belichtung . . . . .	56
5.1.1	Diskussion bezüglich der Absorptions- und Fluoreszenzänderungen	56
5.1.2	Diskussion bezüglich der Absorptionsprozesse . . . . .	57
5.1.3	Diskussion bezüglich des Gitterwachstums . . . . .	59
5.2	Diskussion der Entstehung von Typ-II-Gitter durch 400 nm-Femtosekunden-Belichtung . . . . .	60
5.3	Vergleich der Absorptionsprozesse und resultierenden Photosensitivität für Nanosekunden- und Femtosekunden-Belichtung . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>66</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>69</b>
	<b>Anhang</b>	<b>77</b>
<b>A</b>	<b>Energiedichteabschätzung über einen Gaußstrahlansatz</b>	<b>77</b>
<b>B</b>	<b>Bestimmung der Pulsdauer für 266 nm</b>	<b>80</b>
<b>C</b>	<b>Zeitdiagramm</b>	<b>82</b>
<b>D</b>	<b>Spiegelcharakteristik</b>	<b>83</b>
<b>E</b>	<b>Absorptionsspektren der Fasern</b>	<b>85</b>
<b>F</b>	<b>Ergebnisse der Absorptions- und UV-angeregten Fluoreszenzmessungen</b>	<b>87</b>

# 1 Motivation

Die Entwicklung des Femtosekunden-Lasers in den 1990er Jahren eröffnete neue Wege für die Miniaturisierung optischer Elemente. Ohne Weiteres wurde es möglich, fokussierte Laserpulse mit Spitzenintensitäten im GW-Bereich zu erzeugen und nichtlineare Absorptionsprozesse zur Bearbeitung und Mikrostrukturierung von Metallen und Dielektrika zu nutzen. Die Herstellung dreidimensionaler photonischer Elemente in transparenten Materialien wurde erfolgreich demonstriert und eine integrierte optische Signalerzeugung, -übertragung und -verarbeitung ist greifbar geworden. Ein Spezialfall stellt die Erzeugung von wellenlängenselektiven Reflexionsfiltern in Form von Faser-Bragg-Gittern in optischen Fasern dar. Bereits seit den 1980er Jahren wurden mit Excimer-Lasern Faser-Bragg-Gitter in germaniumdotierten Fasern erzeugt und für Sensorikanwendungen genutzt. Mit der Femtosekunden-Einschreibetechnik ist es möglich geworden, Gitter in optischen Fasern, unabhängig von ihrer spezifischen Dotierung, zu erzeugen. Das heißt es kann auf eine zusätzliche Erhöhung der Photosensitivität durch Germaniumdotierung oder Wasserstoffbeladung verzichtet werden. Neben dem Anwendungsgebiet der Sensorik konnte mit diesem entscheidenden Vorteil auch die Entwicklung von monolithischen Faserlasern etabliert werden. Faser-Bragg-Gitter werden dabei in aktiv dotierten Fasern als hoch- oder teilreflektierende „Spiegel“ eingesetzt. Der optische Resonator wird in die Faser integriert und auf qualitätsminderndes Splicen zunehmend verzichtet. Es wurden bereits Faser-Bragg-Gitter in photonischen Kristallfasern (PCFs), Large-Mode-Area-Fasern (LMA) und Suspended-Core-Fasern mit UV- und IR-Femtosekunden-Lasern erzeugt. Die überwiegende Anzahl der Publikationen legt den Schwerpunkt auf die Herstellung von Gittern in spezielle Laserfasern und ihrer Demonstration in einem Faserlaserexperiment. Das Ziel ist dabei, eine maximale Ausgangsleistung zu erzeugen.

Die vorliegende Arbeit verfolgt jedoch einen anderen Anspruch. Das Ziel ist kein punktueller sondern ein umfassender, qualitativer Vergleich zwischen Fasern mit variierendem Seltenerdgehalt bezüglich des Faser-Bragg-Gitterwachstums bei Belichtung mit Femtosekunden-Pulsen im visuellen (VIS) und UV-Spektralbereich. Damit eng verknüpft ist die Untersuchung der Absorptionsmechanismen, die zur Materialmodifikation in Form einer Brechzahländerung führen. Sie sollen exemplarisch für beide Einschreibewellenlängen und im Vergleich zur Belichtung mit Nanosekunden-Pulsen untersucht werden, um den Einfluss der Wellenlänge im Femtosekunden-Regime und der Pulsdauer bei gleicher Wellenlänge zu untersuchen. Strukturelle Änderungen in der Glasmatrix, die zur Gitterbildung beitragen, werden ebenfalls an ausgewählten Beispielen untersucht. Dabei soll in erster Linie eine geeignete Untersuchungsmethode für laserinduzierte Defektstrukturen gefunden werden. Außerdem steht der Begriff der Photosensitivität nach wie vor zur Diskussion, denn auf eine Germaniumdotierung und Wasserstoffbeladung kann man ihn, angesichts der Möglichkeiten die man mit Femtosekunden-Pulsen hat, nicht mehr ausschließlich beziehen.



Die Photosensitivität soll in dieser Arbeit auf das Gitterwachstums bezogen werden und so ein neuer Parameter zu ihrer Beschreibung gefunden werden.

Für diese Aufgaben sollen Fasern mit verschiedener Yb- und Ce-Dotierung des Faserkerns in einem Talbot-Interferometer mit fs-Pulsen der Wellenlängen 266 nm (UV) und 400 nm (VIS) belichtet und das Gitterspektrum während der Belichtung aufgezeichnet werden. Die experimentellen Details des Aufbaus und die Eigenschaften der verwendeten Fasern sind in Kapitel 3 beschrieben, ebenso wie die Charakterisierungs- und Belichtungsmethoden zur Untersuchung bzw. Herstellung der Proben. Zuvor werden allgemeine Grundlagen zur Faseroptik und der aktuelle Forschungsstand zu Femtosekunden-Modifikationen in Kapitel 2 dargestellt. Die Theorie und Vorgehensweise zur Auswertung des Gitterwachstums und die Vergleiche zwischen den verschiedenen dotierten Fasern und zwischen den verschiedenen Belichtungsregimes sind in Kapitel 4 zu finden. Ausgehend von den erhobenen Messwerten werden auch die ablaufenden Absorptionsprozesse während des Gittereinschreibens betrachtet, um einen Ansatzpunkt zur Erklärung der beobachteten Unterschiede im Gitterwachstum zu schaffen. Die Einzelergebnisse, die in Kapitel 4 dargestellt wurden, werden anschließend themenübergreifend in Kapitel 5 diskutiert, um im größeren Kontext Zusammenhänge zwischen ihnen herzustellen. Abgeschlossen wird die Diplomarbeit mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Resultate aus der Forschungsarbeit.

## 2 Grundlagen zu optischen Fasern, Faser-Bragg-Gittern und Femtosekunden-Lasern

### 2.1 Optische Fasern

#### 2.1.1 Lichtführung in optischen Fasern

In transparenten Medien kann Licht mittels Brechzahlunterschieden geführt werden. Am Spezialfall einer optischen Faser soll die Lichtleitung veranschaulicht werden. In Abbildung 2.1 ist eine Faser skizziert, wie sie in der Telekommunikationstechnik eingesetzt wird.

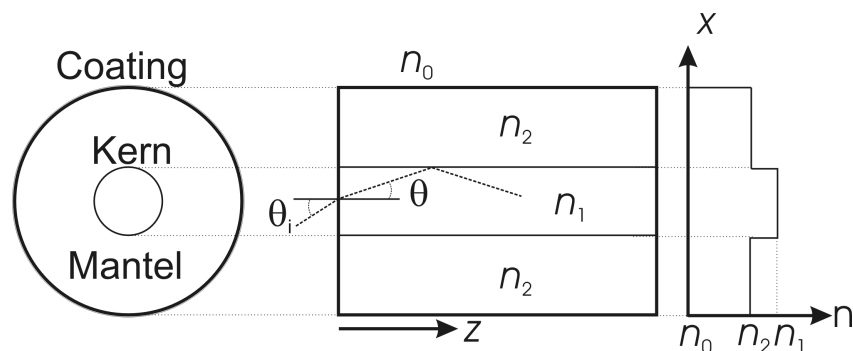


Abb. 2.1: Skizze einer Stufenindexfaser mit Definition der wichtigsten Größen.

Typischerweise besteht eine optische Faser aus Faserkern, Fasermantel und dem abschließenden Coating. Faserkern und -mantel unterscheiden sich in ihrer chemischen Zusammensetzung und damit auch in ihren Brechzahlen, sodass eine Lichtführung im Kern möglich ist (für  $n_1 > n_2$ ). Das Coating dient vorwiegend zum mechanischen und chemischen Schutz. Es erhöht die Zugfestigkeit der Faser und dient als Diffusionsbarriere zum Glas. Es kann aber von seiner Brechzahl her auch so gewählt werden, dass Licht im Fasermantel geführt wird. Ausgenutzt wird letzteres zum Beispiel für Faserlaseranwendungen. Das Grundprinzip der Lichtleitung in optischen Glasfasern lässt sich einfach und anschaulich über die geometrische Optik erklären. Sie soll zuerst betrachtet werden, bevor auf Aspekte der Wellenoptik eingegangen wird. Die Näherung der Wellenoptik zur geometrischen Optik ist möglich, weil die Abmessungen einer Faser wesentlich größer sind als die betrachteten Wellenlängen. Die Lichtleitung in Abbildung 2.1 beruht auf Totalreflexion am optisch dichteren Medium. Ist  $\theta_i$  der Einfallswinkel,  $\theta$  der Brechungswinkel,  $n_0$

die Brechzahl des umgebenden Mediums und  $n_1$ ,  $n_2$  die Brechzahlen des Faserkerns und -mantels, so muss für die Totalreflexion die Bedingung  $\cos \theta = \frac{n_2}{n_1}$  erfüllt sein. Mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz  $n_0 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta$  für den Strahleintritt ergibt sich für einfallende Strahlen folgende Bedingung zur Lichtleitung in der Faser:

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \text{NA}. \quad (2.1)$$

Dabei wurde die Definition der numerische Apertur (NA) der Stufenindexfaser genutzt. Bestimmt wird die NA durch die Zusammensetzung des Kerns und Mantels.

Zur Herstellung von Stufenindexfasern mit hoher NA wird z.B. die *Rod-in-Tube*-Methode genutzt, bei der, für die Herstellung einer Preform, ein Glaszylinder in ein Glasrohr anderer Zusammensetzung eingebracht wird. Der Mantel der verzogenen Faser besteht dann also aus dem Rohrmaterial, der Kern aus dem Zylindermaterial. Eine weitere weit verbreitete Methode der Preformherstellung für optische Anwendungen ist die Preformbeschichtung über *Modified Chemical Vapour Deposition* (MCVD) mit anschließendem Kollabieren der Preform. Der Radius und die Brechzahl des Kerns werden durch die Dotierung und die dabei stattfindende Diffusion bestimmt. Bevorzugt wird dieses Verfahren, weil vielfältige Dotierungen der Preform möglich sind und eine hohe Reinheit der Dotierung erzielt werden kann. Damit kann z.B. die Wasserabsorption extrem niedrig gehalten werden. Die Brechzahlprofile, die damit hergestellt werden, sind diffusionsbedingt Gradientenprofile. In Abbildung 2.2 ist ein typisches Brechzahlprofil dargestellt und zeigt einen charakteristischen zentralen Dip, der durch das Kollabieren der Preform entsteht. Üblich für

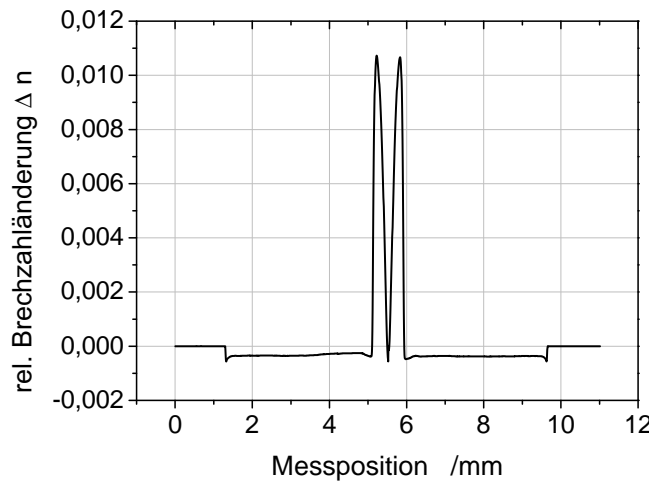


Abb. 2.2: Brechzahlprofil einer Germanium-dotierten Preform, über den gesamten Durchmesser gemessen. Der Dip im dotierten Kerngebiet ist deutlich zu erkennen. Die Verhältnisse übertragen sich auf die verzogene Faser.

Telekommunikationsanwendungen sind Fasern vergleichbar mit der *Corning SMF-28* [14], die einen Manteldurchmesser von 125  $\mu\text{m}$  und einen Kerndurchmesser von 8,2  $\mu\text{m}$  besitzt. Deren NA wird bei einer effektiven Brechzahl von 1,4682 bei 1550 nm mit 0,14 angegeben.

Das wellenoptische Bild geht vereinfacht von der Ausbreitung ebener Wellen im Faserkern aus. Als Lösung der Wellengleichung in Zylinderkoordinaten ergeben sich Besselfunktionen im Kernbereich und Hankelfunktionen im Mantelbereich. Mit dementsprechenden Randbedingungen ist es möglich, diskrete Funktionen als Lösung der Wellengleichung zu finden. Diese werden als Moden bezeichnet, die sich in der Faser ausbreiten können. Interessant ist für die meisten Anwendungen der Fall der Monomodigkeit einer Faser, oder aber zu wissen, wie viele Moden in der Faser bei einer bestimmten Wellenlänge ausbreitungsfähig sind. Dazu betrachtet man die Besselfunktion nullter Ordnung, d.h. die Grundmode. Man kann nun die normalisierte Frequenz (oder V-Parameter)  $V_c$  angeben, bis zu der nur diese eine Grundmode ausbreitungsfähig ist. Mit der Definition des V-Parameters folgt:

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda} \cdot \text{NA} \leq V_c = 2,405. \quad (2.2)$$

Durch Umstellen ergibt sich die sog. cut-off-Wellenlänge der Grundmode zu

$$\lambda_c = 2\pi \frac{a}{V_c} \cdot \text{NA}, \quad (2.3)$$

mit  $a$  Kernradius und  $\lambda$  Wellenlänge des propagierenden Lichts. Am Beispiel der *SMF-28* würde das nun bedeuten, dass sie ab 1260 nm monomodig ist. Die Modenanzahl  $M$  ist ebenfalls über den V-Parameter abschätzbar mit  $M \approx 4 \cdot (V/\pi)^2 + 2$ . Bei multimodigen Fasern können also mehrere Moden gleichzeitig geführt werden, sodass es zu einer gegenseitigen Kopplung zwischen ihnen kommen kann. Wird nur die Grundmode angeregt, können Verluste durch Kopplung der Grundmode zu Moden höherer Ordnung auftreten. Schon mit der Einkopplung kann man unter Umständen mehrere Moden anregen. Weitere „geometrische“ Ursachen für Strahlungsverluste können Biegungen der Faser sein, bei denen Streulicht ausgekoppelt wird. Strahlungsverluste können aber auch ihre Ursachen in den Materialeigenschaften der Faser haben. Ein Maß für den Energieverlust bei der Signalübertragung ist die Dämpfung (engl. *Loss*). Sie kann im Gegensatz zum Lambert-Beerschen-Gesetz ( $I_t/I_0 = e^{-\alpha \cdot L}$ , mit  $I_{0,t}$  eingestrahlte, transmittierte Intensität) auch über den dekadischen Logarithmus definiert werden als

$$\frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = 10^{-\alpha^* \cdot L/10}, \quad (2.4)$$

und wird dann in dB/km angegeben. In Gleichung 2.4 ist  $P_{\text{out,in}}$  die Ausgangs- bzw. Eingangsleistung,  $\alpha^*$  der dekadisch-logarithmisch definierte Dämpfungskoeffizient und  $L$  die Faserlänge. Der Dämpfungskoeffizient setzt sich dabei aus einem Absorptions- und einem Streuanteil zusammen ( $\alpha^* = \alpha_{\text{abs}} + \alpha_{\text{streu}}$ ) und kann in den natürlich-logarithmisch definierten Dämpfungskoeffizienten des Lambert-Beerschen Gesetzes umgerechnet werden ( $\alpha^* \approx 4,34 \alpha$ ). Im Weiteren wird, angelehnt an den allgemeinen Sprachgebrauch, bei Angaben auf Grundlage des Lambert-Beerschen-Gesetzes von Absorption ( $\alpha$  in 1/cm) gesprochen und bei Angaben, bezogen auf die dekadische Definition, von einer Faserdämpfung ( $\alpha^*$  in dB/km). Die Dämpfung einer reinen Kieselglasfaser ist in Abb. 2.3 dargestellt. Man erkennt verschiedene Wellenlängengebiete mit niedriger Dämpfung. Ihnen

werden entsprechend die Telekommunikationsfenster zugeordnet: 1. Fenster um 800 nm, 2. Fenster um 1300 nm und das 3. Fenster um 1550 nm. Getrennt werden diese Fenster durch spezifische Absorptionslinien, z.B. der Wasserabsorption bei 1450 nm. Am Beispiel der *SMF-28* würde man bei einer minimalen Dämpfung von 0,2 dB/km im dritten Telekommunikationsfenster (Telekom-C-Band) arbeiten.

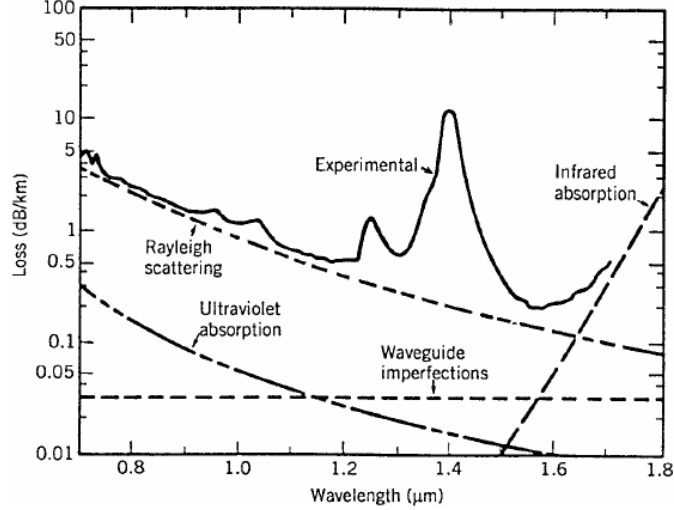


Abb. 2.3: Dämpfungskurve einer optischen Faser. Zum Vergleich wurden verschiedenen Verlustanteile dargestellt [29].

### 2.1.2 Absorption und Brechung in Dielektrika

Die Definition der Brechzahl wird aus der Wellengleichung für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Dielektrikum abgeleitet. Die Wellengleichung lautet

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0, \quad (2.5)$$

mit  $u$  als skalare orts- und zeitabhängige Funktion, die entweder eine Komponente des  $\vec{E}$ - oder  $\vec{H}$ -Feldes repräsentiert,  $t$  als Zeit und  $c$  als Lichtgeschwindigkeit im Medium. Letztere ergibt sich aus dem Vergleich mit den Maxwell-Gleichungen im Medium zu

$$c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon \cdot \mu \mu_0} = \frac{c_0^2}{\tilde{n}^2}. \quad (2.6)$$

Die (Gruppen-)Geschwindigkeit  $c$  der Lichtwellen im Medium ist damit immer um den Faktor  $1/|\tilde{n}|$  kleiner als die Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c_0$ . Es ist aus Gl. 2.6 abzulesen, dass für die Brechzahl  $\tilde{n} = \sqrt{\epsilon \mu}$  gilt, wenn die Vakuumlichtgeschwindigkeit definiert ist als  $c_0 = \sqrt{1/\epsilon_0 \mu_0}$ , mit der Vakuumpermittivität  $\epsilon_0$  und Vakuumpermeabilität  $\mu_0$ . Für Dielektrika ist die relative Permeabilität  $\mu \approx 1$ , sodass die Brechzahl nur noch von der Dielektrizitätszahl  $\epsilon$  abhängt. Die Dielektrizitätszahl sowie die Brechzahl sind komplexe

Zahlen sowie frequenzabhängig, d.h. es lässt sich schreiben  $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i \cdot \kappa(\omega)$  (Kreisfrequenz  $\omega$ ). Die Bedeutung der komplexen Brechzahl lässt sich an der E-Feld-Komponente einer ebenen Welle (Vakuumwellenlänge  $\lambda_0$ ) veranschaulichen, die durch ein Dielektrium propagiert:

$$E(z, t) = E_0 e^{i(\frac{2\pi\tilde{n}(\omega)}{\lambda_0} z - \omega t)} = E_0 e^{-\frac{2\pi\kappa(\omega)}{\lambda_0} z} e^{i(\frac{2\pi n(\omega)}{\lambda_0} z - \omega t)}. \quad (2.7)$$

Der Imaginärteil der Brechzahl  $\tilde{n}$ , als Extinktionskoeffizient  $\kappa$  bezeichnet, verursacht damit eine Dämpfung der Welle in Ausbreitungsrichtung  $z$ . Bildet man  $|E/E_0|^2 = e^{4\pi\kappa \cdot z/\lambda_0}$  und vergleicht das mit dem Lambert-Beerschen Gesetz, folgt der Zusammenhang zwischen Absorption  $\alpha$  und Extinktionskoeffizient  $\kappa$

$$\alpha = \frac{4\pi\kappa(\omega)}{\lambda_0}. \quad (2.8)$$

Der Imaginärteil der Brechzahl steht demnach für die Absorption. Der Realteil der Brechzahl führt in der ebenen Welle in Gl. 2.7 nur zu einem zusätzlichen Phasenterm. Dieser lässt sich zusammenfassen zu  $e^{i(\beta z - \omega t)}$  mit der Ausbreitungskonstante

$$\beta(\omega) = 2\pi n(\omega)/\lambda_0 = k_0 n(\omega), \quad (2.9)$$

mit  $k_0$  Vakuumausbreitungskonstante. Die Frequenz- bzw. Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl überträgt sich somit auf die Ausbreitungskonstante. Über ihre Taylorentwicklung um eine Zentralfrequenz kann die Gruppengeschwindigkeit und die dazugehörige Dispersion definiert werden. Die Gruppengeschwindigkeitsdispersion steht im Zusammenhang mit der Materialdispersion und bestimmt die zeitliche Verbreiterung der Welle beim Durchgang durch das Dielektrikum (allg. als Dispersion bezeichnet). Neben der Materialdispersion können in Dielektrika, hier speziell in optischen Fasern, ebenso Wellenleiterdispersion, Modendispersion und Polarisationsdispersion auftreten.

Beide Anteile der Brechzahl, der Imaginär- und Realteil bzw. die Absorption und Dispersion, sind über eine Kramers-Kronig-Beziehung miteinander verbunden. Für die reelle Brechzahl gilt die folgende Beziehung [51]

$$n(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} \cdot CH \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\kappa(\Omega)\Omega}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega, \quad (2.10)$$

mit  $CH$ , Cauchyscher Hauptwert des Integrals, und über den zu integrierenden Frequenzbereich  $d\Omega$ . Brechzahl  $n(\omega)$  und Extinktionskoeffizient  $\kappa(\omega)$ , und damit nach Gl. 2.8 die Absorption  $\alpha$ , stehen unter gegenseitigem Einfluss.

### Brechzahlmodifikationen im Glas

Brechzahländerungen können nach Gl. 2.10 ihre Ursache in Absorptionsänderungen haben. Das Modell, welches auf dieser Annahme beruht, wird als Farbzentrenmodell bezeichnet. Dabei werden die Absorptionsänderungen durch UV- oder kurzwelligere Strahlung induziert, indem materialspezifische Absorptionsbanden angeregt werden und das zur Bildung von sog. Farbzentren (Defekten) führt. Eng mit der Bildung von Defekten bzw. der Anre-

gung bereits vorhandener Farbzentren, ist die Diskussion der Photosensitivität verknüpft. Speziell für faseroptische Anwendung im Telekommunikationsbereich wurden Germanosilikatgläser intensiv untersucht und ihre Photosensitivität bezüglich ns-UV-Belichtung diskutiert (vgl. [1, 30, 71, 79, 96]). Allgemein akzeptiert ist, dass eine bestimmte Art von Sauerstoffdefektzentren (ODC *oxygen-deficiency center* bzw. auch OHC *oxygen-hole center*) sowohl in Germansosilikaten als auch in reinen Silikaten vorliegen [7, 40] und entscheidend für die Strahlungsempfindlichkeit sind. Ihre Struktur ist nach wie vor ungeklärt. Es gibt zwei konkurrierende Modellvorstellungen, die kurz beschrieben werden sollen. Ein ODC kann man sich einerseits als neutrale Sauerstofffehlstelle im  $\text{SiO}_2$ -Netzwerk vorstellen ( $\equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv$ , - bindendes Elektronenpaar), andererseits als zweifach koordiniertes Silizium ( $=\text{Si}\cdot$ , : freies Elektronenpaar). Beide Konfigurationen unterscheiden sich in ihrer Reaktion bei der Photoanregung. Bei dem Fehlstellenmodell ( $\equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv$ ) kann ein Bindungsbruch zwischen den Si-Atomen auftreten und es kann damit zu einer Umstrukturierung in der Umgebung der Fehlstelle kommen. Liegt dagegen ein zweifach koordiniertes Si-Atom vor, ändert sich bei der Photoanregung die Konfiguration in den Atomorbitalen. In [86] werden die Brechzahlmodifikationen über die neutrale Sauerstoffvakanz erklärt und in [9] wird das zweifach koordinierte Si-Atom bevorzugt (als ODC(II) bezeichnet). Für Ge-dotiertes Silikatglas lässt sich ebenfalls ein Defekt nachweisen, bei dem das Ge-Atom nur zweifach koordiniert vorliegt [31]. Allgemein akzeptiert ist, dass das breite Absorptionsband um 250 nm den ODC(II) zugeschrieben wird und ODCs als Präkursoren für verschiedene andere Defekte dienen. In Germanosilikatglas sind bekannte Folgedefekte vor allem Elektronenzentren ( $\text{SiE}'$  bzw.  $\text{GeE}'$ ). Unabhängig von ODCs treten in silikatbasierten Gläsern NBOHC (*non-bridging oxygen-hole center*) auf, die an ihrer typischen roten Lumineszenz gut zu erkennen sind.

Mit zunehmendem Interesse an Gläsern, die zur Verstärkung von Laserpulsen oder selbst als Lasermedium genutzt werden können, kamen Phosphatgläser mit Seltenerddotierung in den Fokus der Forschung. Phosphatgläser verschiedenster Zusammensetzungen wurden intensiv von *Ehrt et al.* untersucht und fanden Anwendungen in Großlasersystemen wie *Polaris (Institut für Optik und Quantenelektronik Jena)*. Mögliche Defekte ähneln den schon in Germanosilikaten erwähnten. Nachgewiesen wurde die Bildung von Phosphor-Sauerstoff-Lochzentren (POHC bzw. auch PODC), verschiedene P-Elektronenzentren und auch ODCs [22, 64]. Die Dotierung von Phosphat- und Silikatgläsern mit Seltenerden bringt eine Vielzahl von zusätzlichen Defekten mit sich [9, 23, 26, 42, 91, 97, 99]. Eine reine Seltenerddotierung ist aufgrund von z.B. Photolumineszenzquenching und Clusterbildung nicht möglich, sodass für Silikatgläser eine P- und Al-Codotierung notwendig ist [97]. Seltenerden können im Glasnetzwerk zusätzlich ihren Valenzzustand durch Bestrahlung ändern. Im Folgenden wird vertiefend auf Cer- (Ce) und Ytterbium-Dotierungen (Yb) eingegangen, weil diese Seltenerddotierungen für die Arbeit relevant sind.

Bereits ab den 1960er Jahren wurde die Photoempfindlichkeit von Cer-dotierten Fasern untersucht [85]. Es stellte sich eine zu Germanosilikat vergleichbare Photosensitivität heraus [18, 19], die aber nicht mehr von ODC herrührte, sondern ihre Ursachen in der bereits erwähnten Valenzänderung des Ce-Ions hat. Welcher Valenzzustand vorliegt, hängt von Schmelz- und Kollabierbedingungen ab.  $\text{Ce}^{3+}$  wirkt als Elektrondonator und kann durch Oxidation und auch Photooxidation, durch Einwirkung von UV- oder Röntgen-

strahlung, aus  $\text{Ce}^{4+}$  entstehen. Es weist eine typische Fluoreszenz im blauen Spektralbereich auf, die durch Änderung der P-Codotierung in ihrer spektralen Lage verschoben werden kann [62, 75]. Ebenso konnte eine komplette Aufspaltung der 4f-5d-Übergänge im UV-Absorptionsspektrum sowie ein 4f-6s-Übergang nachgewiesen werden [23]. Im Gegensatz dazu zeigt  $\text{Ce}^{4+}$  keine Fluoreszenz und im Absorptionsspektrum werden zwei breite Ladungstransferbänder vermutet (eins bei  $\approx 270$  nm [23], k.A. für das zweite vorhanden). Es wirkt als Elektronenakzeptor. Ytterbium kann im Glas ebenfalls photoionisiert werden, es spielt aber nicht so eine große Rolle wie bei Cer.  $\text{Yb}^{3+}$  zeigt eine für Laseranwendungen genutzte typische Fluoreszenz bei  $\approx 980$  nm. Ladungstransferbänder werden im Zusammenhang mit Photodarkening vermutet. Neueste Forschungen von *Carlson et al.* an Yb-dotierten Alumosilikatgläsern haben gezeigt, dass Si-ODCs als Vorläuferdefekte von NBOHCs wirken können und auch einen Einfluss auf die Emission des  $\text{Yb}^{+3}$  haben [9]. Vermutlich könnte eine Umwandlung von ODCs in Elektronenzentren damit zu Photodarkening führen. Für eine genauere Diskussion des Ladungstransferbandes und damit zusammenhängenden Valenzumwandlungen sei auf z.B. [26] verwiesen.

Neben Absorptionsänderungen kann die Defektanregung mit UV-Strahlung auch Änderungen in der Konfiguration des Glasnetzwerkes hervorrufen. In reinen Silikatgläsern kann die photoinduzierte Konfigurationsumwandlung der ODC-Struktur zu einer Änderung der kurzreichweitigen Glasstruktur führen. Es können somit starke Spannungen und eine Verdichtung der Netzwerkstruktur entstehen [86]. Eine Wasserstoffbeladung vor der Belichtung würde diesen Effekt verstärken. Für Ce-dotierte Alumosilikatfasern wurde eine Verdichtung durch Vergleich belichteter und unbelichteter Gebiete explizit beobachtet und wurde auf UV-induzierte Bindungsbrüche zurückgeführt [89]. Für den Ausgangszustand wurde angenommen, dass die Ladung des Ce-Ions durch nicht-brückenbildende Sauerstoffatome kompensiert wird. Durch UV-Bestrahlung werden diese schwachen elektrostatischen Bindungen aufgebrochen. Bei Wasserstoffbeladung solcher Fasern können zudem die schwachen Bindungen zum Wasserstoff (Si-O-H oder Al-O-H) angeregt und gebrochen werden. Das ist eine mögliche Erklärung für die steigende Photosensitivität bei Wasserstoffbeladung. Für Germanosilikatgläser wurden zwei Effekte, die zu Brechzahländerungen führen können, von *Limberger et al.* abgeschätzt [48]. Sie kamen zu dem Ergebnis, dass der Einfluss der Verdichtung größer ist als der photoelastische Effekt, der durch photoinduzierte Spannungen eine Brechzahlmodifikation verursachen kann. Im Gegensatz zur Verdichtung der Glasstruktur führt der photoelastische Effekt zu einer Erniedrigung der Brechzahl in Germanosilikaten. Über die strukturellen Veränderungen bei einer Verdichtung des Glasnetzwerkes berichtet *Dianov et al.*. Raman-Analysen zeigten hier, dass in Germanosilikatgläsern die Anzahl der 6fach-Si/Ge-Ringe bei Bestrahlung sank und vor allem 3- und 4fach-Ringstrukturen entstanden [17]. Eine Zunahme an kleineren Si/Ge-Ringen führt demnach zu einer Verdichtung der Glasmatrix. Das gleiche Verhalten wurde auch bei Belichtung von Silikatglas mit Femtosekunden-Pulsen nachgewiesen [10]. Die Photosensitivität von Phosphorsilikatgläsern wurde in [46] ebenfalls über Netzwerkänderungen erklärt. Als Vorläuferdefekte wurden PODCs angesehen. Die Anregung von PODCs soll zu einer lokalen Verdichtung sowie gleichzeitig der Bildung einer unmittelbar benachbarten Nanopore führen.

Zusammenfassend gibt es also folgende Modellvorstellungen, die zu Brechzahländerungen



im Glas führen können:

- Absorptionsänderungen durch Farbzentrenbildung (Kramers-Kronig-Beziehung)
- Verdichtung durch Farbzentrenanregung
- Induzierte Spannungen durch Farbzentrenanregung (photoelastischer Effekt)

Zahlreiche Veröffentlichungen schildern die experimentellen Beobachtungen, die auf Komponenten mit unterschiedlicher Strahlungs- und thermischer Beständigkeit in Brechzahländerungen hinweisen. Beeinflusst werden kann die Brechzahlmodulation z.B. thermisch (vgl. [16, 28, 46, 49, 85, 89, 99]) und durch Strahlung (z.B. Photodarkening bzw. Photo-bleaching). Auch theoretische Modelle zur Brechzahlmodifikation (z.B. [1, 71]) bzw. zur Defektbildung/-ausheilung (zu Phosphatgläsern z.B. in [63, 64]) wurden entwickelt.

### 2.1.3 Faser-Bragg-Gitter

Als Faser-Bragg-Gitter (FBG) wird eine periodische Brechzahlmodulation im Faserkern entlang der Faserachse bezeichnet. Anschaulich wirkt die Brechzahlmodulation wie ein Reflektor für Anteile des geführten Lichts. Beschrieben werden kann der Zusammenhang zwischen Reflexionswellenlänge  $\lambda_{\text{FBG}}$  und der Gitterperiode  $\Lambda_{\text{FBG}}$  über die Bragg-Gleichung

$$2\Lambda_{\text{FBG}}n_{\text{eff}} \sin \phi = m\lambda_{\text{FBG}}, \quad (2.11)$$

mit  $\Phi$  als Glanzwinkel, d.h. dem Winkel zwischen Braggebene und einfallendem Strahl, und  $m$  als Beugungsordnung. Die Brechzahl  $n$  für ein homogenes Gitter lässt sich dabei in folgende Anteile zerlegen:

$$n(z) = n_{\text{eff}} + \Delta n_{\text{eff}}(z) + \Delta n_{\text{AC}}(z) \cdot \cos \left( \frac{2\pi z}{\Lambda_{\text{FBG}}} + \zeta(z) \right). \quad (2.12)$$

Es ist  $n_{\text{eff}}$  die effektive Kernbrechzahl,  $\Delta n_{\text{eff}}$  die Änderung der effektiven Brechzahl,  $\Delta n_{\text{AC}}$  die Modulationsamplitude,  $z$  die Koordinate entlang der Faserachse und  $\zeta$  eine Phase (z.B. Phasensprung). Eine Darstellung der verschiedenen Gittertypen ist in Abb. 2.4 zusehen. Die Bedeutung der Brechzahlmodulation wird über die Theorie der gekoppelten Moden beschrieben. Im Allgemeinen beschreibt dabei die  $z$ -Abhängigkeit der Brechzahl die Periode bzw. Phase des FBGs und die radiale Verteilung die Amplitude des Gitters bzw. im Multimodenfall die Kopplungsstärke der Moden. Für den Fall des homogenen Gitters ( $\Delta n_{\text{eff}}, \Delta n_{\text{AC}}, \zeta \neq f(z)$ ) kann eine analytische Beschreibung der Gittereigenschaften aus der gekoppelten Modentheorie gewonnen werden (ausführlich z.B. in [40]). Es soll sich darauf beschränkt werden, nur für die Arbeit relevante Zusammenhänge anzugeben. Ein Maß dafür, wieviel Licht der Wellenlänge  $\lambda_{\text{FBG}}$  zurückreflektiert wird, ist die Reflektivität  $R$ . Aus der Theorie der gekoppelten Moden folgt, dass sie bei Erfüllung der Bragg-Gleichung maximal wird. Es gilt  $R = \tanh^2(\kappa_{\text{AC}} \cdot L_{\text{G}})$ , mit der Gitterlänge  $L_{\text{G}}$  und dem Kopplungskoeffizienten  $\kappa_{\text{AC}} = \frac{\pi \Delta n_{\text{AC}} \eta}{\lambda_{\text{FBG}}}$ . Dabei ist  $\eta$  der Modenüberlappfaktor für den Kern und ergibt

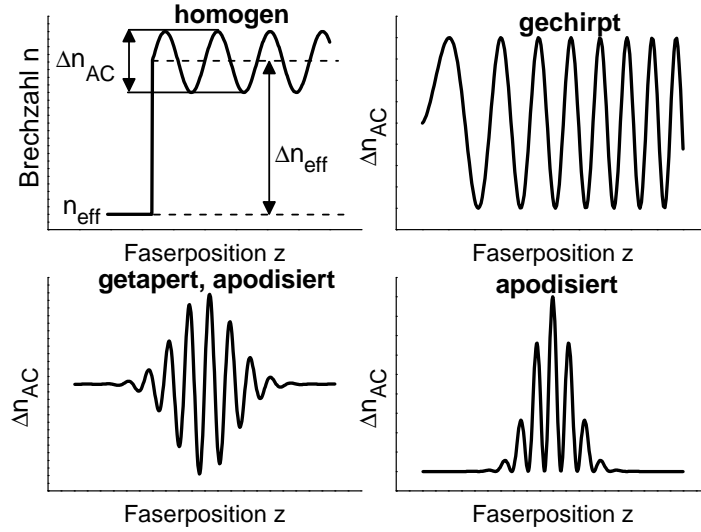


Abb. 2.4: Dargestellt sind die Brechzahlmodulationen für vier verschiedene Typen von Faser-Bragg-Gittern. In dieser Arbeit wird sich auf homogene Gitter beschränkt, deshalb sind auch am homogenen Gitter die charakteristischen Brechzahlgrößen dargestellt.

sich nach [65] zu

$$\eta = \frac{\pi^2 d^2 N A^2}{\lambda_{\text{FBG}}^2 + \pi^2 d^2 N A^2}, \quad (2.13)$$

mit dem Kerndurchmesser  $d$ . Es folgt für die Brechzahlmodulation  $\Delta n_{\text{AC}}$ :

$$\Delta n_{\text{AC}} = \frac{\lambda_{\text{FBG}} \text{arctanh} \sqrt{R}}{\pi L_G \eta}. \quad (2.14)$$

Die Gitterreflektivität hängt nach Gl. 2.14, außer von  $\eta$  als Faserparameter, nur noch von experimentellen Einstellungen ab. Die Form des Reflexionsspektrums hängt entscheidend von der Gitterart (siehe Abb. 2.4) ab [27]. Eine Änderung der effektiven Brechzahl  $\Delta n_{\text{eff}}$  hat folgende Bedeutung. Aus dem entsprechenden Kopplungskoeffizienten  $\kappa_{\text{eff}}$  und der Bedingung für die Ausbreitungskonstante bei Reflexion folgt

$$\frac{\lambda_{\text{FBG}_0} - \lambda_{\text{FBG}}}{\lambda_{\text{FBG}}} = \eta \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}}, \quad (2.15)$$

$$\Delta \lambda_{\text{FBG}} = \lambda_{\text{FBG}_0} - \lambda_{\text{FBG}} = \eta \lambda_{\text{FBG}} \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}} = 2\eta \Lambda_{\text{FBG}} \Delta n_{\text{eff}}. \quad (2.16)$$

Eine Verschiebung der Braggwellenlänge kann somit eine Änderung der effektiven Brechzahl zur Ursache haben. Eine Änderung kann ebenfalls durch äußere Einflüsse, wie Abkühlung, Erwärmung oder Spannungen erzeugt werden.

### Einschreibetechniken

Das erste Gitter in einer optischen Faser wurde 1978 von *Hill et al.* [37] über eine stehende Welle in der Faser erzeugt. Das so entstandene Gitter reflektierte nach der Bragg-Bedingung nur die Einschreibewellenlänge von 488 nm. Das Interesse an schmalbandigen Braggreflektoren in Fasern erfuhr aber erst Ende der 1980er einen Aufschwung, als andere Einschreibemethoden wie holografisches Einschreiben [56] und Punkt-zu-Punkt Belichtung entwickelt wurden (siehe Abb. 2.5). Bei beiden Techniken kann die Reflexi-

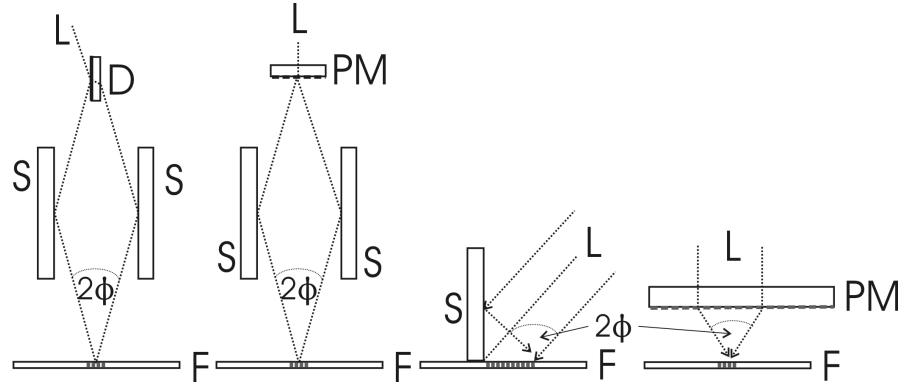


Abb. 2.5: Skizziert sind verschiedene holografische Einschreibemethoden für Faser-Bragg-Gitter. v.l.n.r.: Einschreiben mit dielektrischem Strahlteiler D, Phasenmaske PM (Talbot-Interferometer), Lloyd-Spiegelanordnung und Phasenmaskentechnik. (L Laserstrahlbündel; S Spiegel; F Faser;  $2\phi$  Winkel, unter dem die Teilstrahlen rekombinieren)

onswellenlänge des FBG unabhängig von der verwendeten Laserquelle zum Einschreiben eingestellt werden.

Die **holografische Einschreibetechnik** realisiert dies über die Kombination zweier interferenzfähiger Teilstrahlen. Wenn  $\lambda_{UV}$  die Belichtungswellenlänge ist und  $\phi$  dem halben Winkel entspricht, unter dem die zwei Teilstrahlen zusammenlaufen, so besitzt das entstehende Interferenzmuster die Periode

$$\Lambda_{FBG} = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin \phi}, \quad (2.17)$$

analog zur Bragg-Gleichung in der Röntgenoptik. Über die Variation von  $\phi$  können verschiedene Gitterperioden  $\Lambda_{FBG}$  und damit, über den Zusammenhang der Bragggleichung in 2.11, verschiedene Reflektionswellenlängen  $\lambda_{FBG}$  erzeugt werden. Je nach der Strahlentrennung und Rekombination können beim holografischen Einschreiben verschiedene Varianten unterschieden werden. In der ersten berichteten Anordnung [56] wurden die Strahlen über einen dielektrischen Strahlteiler getrennt und über zwei Umlenkspiegel wieder rekombiniert. Mit Hilfe der Umlenkspiegel ist es möglich den Winkel  $\phi$  zwischen den Teilstrahlen zu variieren. Als Strahlteiler werden ebenfalls Phasenmasken (Talbot-Interferometer) genutzt [5]. Diese beiden holografisch-interferometrischen Methoden liefern den besten Interferenzkontrast, verglichen mit den folgenden Methoden. Bei Lloyd-Spiegelanordnungen entstehen die Interferenzen durch Überlagerung des Eingangsstrahlenbündels mit seiner

Reflexion [40]. Das entstandene Interferenzmuster ist in beiden Fällen nur halb so lang wie der Strahlbündeldurchmesser und nicht homogen entlang der Faserachse, kann in seiner Periode aber über den Einfallswinkel des Eingangsstrahlenbündels variiert werden. Das bedeutendste holografische Verfahren ist die Phasenmaskentechnik. Dabei wird die Überlagerung der  $\pm 1$ -ten Beugungsordnungen im Nahfeld hinter der Phasenmaske zur Bildung des Interferenzmusters genutzt. Physikalisch korrekter liegt im Nahfeld eine komplexere Überlagerung von Teilstrahlen vor, die wie eine Selbstabbildung der Phasenmaske wirkt (Talbot-Effekt). Für die grundlegenden Betrachtungen macht das aber keinen Unterschied. Es folgt aus 2.17 und der Bedingung für Beugung am Gitter unter dem praxisrelevanten senkrechtem Einfall

$$\Lambda_{\text{PM}} = \lambda_{\text{UV}} / \sin \phi, \quad (2.18)$$

mit  $\Lambda_{\text{PM}}$  Phasenmaskenperiode, für die Periode des Interferenzmusters  $\Lambda_{\text{FBG}} = \frac{1}{2}\Lambda_{\text{PM}}$ . Das stimmt nur für Phasenmasken mit idealer Unterdrückung der 0-ten und höherer Ordnungen als der  $\pm 1$ -ten. Bei hohen Intensitäten kann eine schwache transmittierte 0-te Ordnung, die im realen Fall auftreten kann, dafür sorgen, dass Interferenzen zwischen 0-ter und  $\pm 1$ -ter Ordnung auftreten und somit gilt  $\Lambda_{\text{FBG}} = \Lambda_{\text{PM}}$ . Damit wird für Gitter im dritten Telekommunikationsfenster (s. Abb. 2.3) oft mit höheren Ordnungen gearbeitet, um eine einfacher herstellbare Phasenmaske mit geringerer Periode nutzen zu können. Um direkt eine Braggwellenlänge von 1550 nm zu erzielen, wäre eine Periode von  $\Lambda_{\text{FBG}} = \Lambda_{\text{PM}} \approx 530 \text{ nm}$  nötig. Man verwendet in diesem Fall aber oft eine einfacher herzustellende Phasenmaske doppelter Periode und erhält den 1550 nm-Reflex in zweiter Ordnung ( $m=2$  in Gl. 2.11). Ein entscheidender Nachteil dieses Verfahrens ist, dass für jede Braggperiode eine Phasenmaske mit entsprechender Periode vorhanden sein muss. Die Phasenmaske wird ebenfalls stark beansprucht, wenn, durch die Anordnung der Faser dicht hinter der Phasenmaske, eine Fokussierung des Strahlenbündels auf die Faser stattfindet.

Die **Punkt-zu-Punkt-Belichtung** ist eine sequentielle Einschreibetechnik, bei der mit einem beugungsbegrenzten Spot die Faser entlang der Faserachse punktwise belichtet wird. Mit dieser Technik werden größtenteils nur Gitter höherer Ordnung geschrieben, weil die erforderliche Präzision für das Schreiben von Perioden im subµm-Bereich eine technische Herausforderung ist und entsprechendes Know-how verlangt. Neben FBGs wird dieses Verfahren hauptsächlich zur Herstellung von *long period fiber gratings* (LPFG) genutzt. Ein Vorteil dieses Verfahrens ist, dass die longitudinale und transversale Form der Brechzahlmodulation gezielt beeinflusst werden kann, sodass die Herstellung komplexer Gitterstrukturen möglich ist [53].

Die Herstellungsmethoden für FBGs können auch noch über die verwendeten Strahlungsquellen unterschieden werden. Die Wahl der Quellen richtet sich dabei nach den Absorptionseigenschaften des Faserkerns, d.h. nach den spezifischen Absorptionsbanden und somit nach der entsprechenden Photoempfindlichkeit für eine Wellenlänge. Bei starker Absorption der Einschreibstrahlung sinkt die Strahlungsintensität mit zunehmender Eindringtiefe in das Kernmaterial, sodass auch die erzeugte Brechzahlmodulation innerhalb der Gitterebenen nicht konstant ist und mit dem Intensitätsabfall schwächer ausgebildet wird. Aber ohne eine Anregung von Absorptionsbanden im Glas kann auch keine Brechzahlmodulati-

on entstehen, wie im Fall für die Belichtung von Kieselglasfasern am Excimer-Laser. Beide Fälle müssen deshalb für die Wahl der Faser, d.h. der Kerndotierung, und der Strahlungsparameter berücksichtigt werden. Die am häufigsten verwendeten Laserquellen sind nach wie vor gepulste Excimer- und Exciplex-Laser (z.B. ArF, KrF), die im UV emittieren. Damit kann man FBGs in Ge- bzw. B/Ge-dotierten und zum Teil in P/Ge-, P-dotierten [87] und Ce-dotierten Fasern erzeugen. Die Photoempfindlichkeit von Ge- und Ce-dotierten Fasern im UV ist groß genug um Einzelpuls-Gitter herzustellen [18, 72]. Allgemein sind in Ge-dotierten Fasern Brechzahlmodulationen von  $10^{-5}$ - $10^{-2}$ , in Ce-dotierten bis  $10^{-3}$  zu erreichen [66, 89]. Beachtlich ist der Bericht einer Brechzahlmodulation von  $10^{-4}$  in Phosphatglasfasern ohne weitere Dotierung [2]. Über die Verwendung von UV-cw-Lasern wird im Vergleich zu gepulsten selten berichtet (z.B. [58]). Dafür werden Ar- und Kr-Ionen-Laser eingesetzt. Eine Übersicht über herkömmlich verwendete Laserquellen ist in [40] zu finden. In der neusten Forschung werden Excimerlaser aber zunehmend von modengekoppelten Lasern abgelöst, die andere Eigenschaften in Bezug auf den Einschreibeprozess ausnutzen (siehe Abschnitt 2.2).

### Gittertypen

Im Allgemeinen werden Gitter, die mit geringen Energiedichten unterhalb der Zerstörungsschwelle der Faser eingeschrieben werden, als Typ-I-Gitter bezeichnet. Sie sind bis etwa 500°C temperaturstabil [49], nur verhältnismäßig schwach reflektierend und zeigen ein sehr schmales, gleichmäßiges Spektrum. Typ-II-Gitter zeigen eine wesentlich höhere Temperaturstabilität, besitzen aber auch wesentlich breitere Spektren. Bei ihnen tritt eine Schädigung des Kerns durch Belichtung mit Energiedichten nahe der Zerstörungsschwelle auf. Ihre Spektren sind sehr breit, asymmetrisch und nicht reproduzierbar herzustellen [12]. Zwischen dieser groben Unterteilung gibt es noch zahlreiche andere Typen. Als wichtiger Typ für Excimer-Laserbelichtung seien Typ-IIA-Gitter genannt. Sie entstehen bei langer Belichtung oder anschließendem Tempern aus Typ-I-Gittern [49] und zeigen ein gleichmäßiges Spektrum bei geringerer Reflektivität.

## 2.2 Femtosekunden-Laser

### 2.2.1 Wirkungsprinzip eines Femtosekunden-Laser

Laser basieren im Allgemeinen auf der Erzeugung einer Besetzungsinversion in einem aktiven Medium im Resonator. Eine Besetzungsinversion kann durch spontane oder im Fall von Lasern möglichst über eine induzierte Emission abgebaut werden, bei der eine kohärente Lichtwelle entsteht. Man spricht von einer Besetzungsinversion sobald mehr laseraktive Atome/Moleküle des aktiven Mediums im angeregten Zustand vorhanden sind als im Grundzustand. Die Erzeugung und der Abbau einer Besetzungsinversion kann über die (atomaren) Ratengleichungen für stimulierte bzw. spontane Emission und Absorption beschrieben werden (siehe z.B. [24] Kap.2). Abhängig von der Resonatorart, d.h. der Art und des Abstandes der verwendeten Spiegel, können verschiedene longitudinale und trans-

versale Moden anschwingen. Welche longitudinale Mode verstärkt wird, hängt von dem Verstärkungsprofil des aktiven Mediums ab (veranschaulicht in 2.6). Das transversale Modenverhalten wird durch die Resonatorgeometrie bestimmt. Die  $TEM_{00}$  Mode entspricht der Grundmode mit einem gaußförmigen Intensitätsprofil in Strahlrichtung und wird für eine Mehrzahl der Anwendungen bevorzugt.

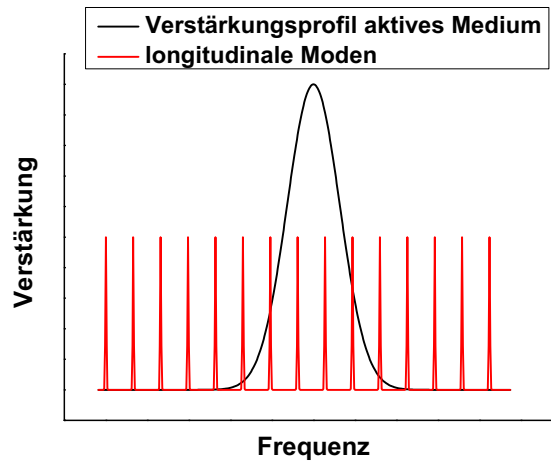


Abb. 2.6: Dargestellt ist die Verstärkungskurve des aktiven Mediums und mehrere longitudinale Moden, die sich nach den Resonatorparametern ergeben. Es würden nur die Moden anschwingen, die innerhalb des Verstärkungsprofils liegen.

### Erzeugung und Eigenschaften kurzer und ultrakurzer Pulse

Der gepulste Laserbetrieb kann durch gepulste Anregung des aktiven Mediums, z.B. mit Blitzlampen, durch Güteschaltung, z.B. mit Pockelszellen, durch Pulsauskopplung aus einem hochreflektierenden Resonator, z.B. bei kontinuierlich gepumpten Lasern, und durch Modenkopplung erzielt werden. Die Modenkopplung ist die bedeutenste Methode zur Erzeugung ultrakurzer Pulse im Bereich von Femtosekunden (fs). Dabei werden die anschwingenden longitudinalen Moden phasenrichtig überlagert, sodass ein intensitätsstarker Lichtpuls entsteht. Im Gegensatz dazu steht der freilaufende Betrieb, bei dem eine statistische Überlagerung der Moden auftritt und es zu starken zeitlichen und lokalen Fluktuationen der Intensität kommen kann. Für Modenkopplung nutzt man die höheren Verluste ungekoppelter Moden bei einem Resonatorumlauf aus. Bei aktiver Modenkopplung werden die Verluste von außen, bei passiver Modenkopplung durch die Pulsintensitäten selbst moduliert. Nichtlineare Effekte spielen beim Pulsen von Lasern eine wichtige Rolle, sodass auf drei dafür relevante Effekte kurz eingegangen werden soll.

Der Pockels-Effekt ist elektrooptischer Natur. Durch Anlegen eines externen elektrischen Feldes  $\vec{E}$  kann die elektrische Polarisierbarkeit (tensorieller Charakter!) im Material geändert werden. Die Brechzahl  $n$  lässt sich dann in zwei Anteile senkrecht zur Ausbreitungsrichtung  $z$  zerlegen zu  $n_{x,y} = n_0 \pm n(E)$ . Man sieht, dass eine Doppelbrechung durch das

elektrische Feld induziert werden kann. Ein typisches Beispiel ist ein *Kaliumdihydrogenphosphat*-Kristall (KDP).

Der Faraday-Effekt beschreibt keine Brechzahländerung, sondern die Drehung der linearen Polarisation durch Anlegen eines Magnetfeldes. Beide Effekte werden z.B. für die Güteschaltung (Q-switch) eines Resonators genutzt.

Ein nichtlinearer Effekt, der die Intensitätsabhängigkeit der Brechzahl beschreibt, ist der optische Kerr-Effekt. Bei hohen Intensitäten  $I$  wird die Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{\text{ges}}$  über einen weiteren Parameter  $\epsilon_2$  intensitätsabhängig. Für die Brechzahl gilt dann

$$n = \sqrt{\epsilon_{\text{ges}}} = \sqrt{\epsilon + \epsilon_2 \cdot I}. \quad (2.19)$$

Zur Modenkopplung in Titan-Saphir-Lasern (Ti:Sa) wird dieser Effekt unter der Bildung einer sog. Kerr-Linse ausgenutzt. Durchläuft eine Gaußmode das Medium, werden die zentralen Bereiche des Strahlprofils mit hoher Intensität eine stärkere Brechung erfahren als die Flanken des Profils. Auf der Strahlachse bildet sich, durch die hohe Intensität des Strahlenbündels, eine thermische Linse. Die schwächer fokussierten, intensitätsschwachen Flanken können über eine einfache Blende blockiert werden. Der Anteil des Strahlprofils mit hoher Intensität besitzt durch Selbstfokussierung einen kleineren Durchmesser und kann die Blende verlustfrei passieren und so durch den Resonator laufen und weiter verstärkt werden. Vorteile dieser Methode der Modenkopplung sind, dass Ti:Sa eine große Verstärkungsbandbreite hat und der Selbstfokussierungsprozess schon durch eine kleine, schnelle Änderung der Resonatorlänge angeregt werden kann. Zusätzlich zur transversalen Fokussierung kommt es auch zu einer zeitlichen Änderung der Brechzahl  $n(t)$ . Weil die Phase nach 2.7 ebenfalls von der Brechzahl abhängt, wird dieser Effekt auch als Selbstphasenmodulation bezeichnet und verursacht eine spektrale Verbreiterung des Pulses. Es ist damit möglich, Quasi-Solitonen im Resonator zu erzeugen, indem die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (siehe 2.1.2) so gewählt wird, dass die Selbstphasenmodulation genau kompensiert wird. Mit dieser Technik können Pulsdauern um 8 fs bei 800 nm Wellenlänge erzeugt werden. Mit anderen Lasermaterialien können nicht ohne weiteres so kurze Pulse erzeugt werden. Begründet liegt diese Tatsache in der wesentlich größeren Verstärkungsbandbreite von Ti:Sa als aktives Medium verglichen mit z.B. Neodym-Glas. Diese Bandbreite des aktiven Materials bestimmt, wie kurz die erzeugte Pulsdauer ist. Beschrieben wird dieser Zusammenhang vom Zeit-Bandbreite-Produkt

$$\Delta\tau \cdot \Delta\nu \leq \text{const.}, \quad (2.20)$$

mit der Frequenzbandbreite  $\Delta\nu$  und der zeitlichen Halbwertsbandbreite (Pulsdauer)  $\Delta\tau$  des Pulses. Der Wert der Konstante hängt von der Pulsform ab.

Die Gleichheit des Produktes gilt nur für bandbreitenbegrenzte Pulse, d.h. für Pulse mit frequenzunabhängiger spektraler Phase, also ohne Chirp. Der Wert des Produktes, die Konstante, ist dabei von der Pulsform abhängig. Die spektrale Bandbreite kann maximal gleich der Verstärkungsbandbreite sein, sodass wie bereits bemerkt, mit einer größtmöglichen Verstärkungsbandbreite die kürzesten Pulse erzeugt werden können. Die Bestimmung der Pulsform und damit der Schluss, ob es sich tatsächlich um einen bandbreitenbegrenzten Puls handelt, d.h. die Gleichheit in 2.20 gilt, ist für fs-Pulse sehr schwierig.

Über eine Intensitätsautokorrelation kann man die Pulsdauer bestimmen, jedoch nicht die Pulsform. Eine vollständige Charakterisierung des Pulses ist z.B. über *Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction* (SPIDER) möglich [84].

Beim Durchgang kurzer Pulse durch ein Medium können ihnen durch Dispersion eine Verzögerung, eine zeitliche Verbreiterung und ein Chirp aufgeprägt werden. Damit ist im Allgemeinen eine Dispersionskompensation notwendig, um die kurze Pulsdauer zu erhalten. Sie kann beispielsweise über Prismenpaare, Beugungsgitterpaare oder gechirpte Spiegel erfolgen.

### Verstärkung ultrakurzer Pulse

Verlässt der Puls den Oszillator, in dem eine Modenkopplung statt fand, besitzt er typischerweise eine Pulsenergie von einigen nJ. Um höhere Intensitäten und Pulsspitzenleistungen zu erzielen, werden fs-Pulse bis auf 1-100 J pro Puls verstärkt. Eine weit verbreitete Möglichkeit ist *chirped pulse amplification* (CPA). Im Stretcher wird durch ein positiv-dispersives Element die Pulsdauer vergrößert, d.h. ein Chirp induziert. Es wird ein positiver Chirp bevorzugt, weil die meisten optischen Elemente eine positive Dispersion besitzen und den Chirp damit nur vergrößern, nicht aber umkehren können. Der zeitlich breitgelaufene Puls besitzt nun eine geringere Intensität als der Ausgangspuls und kann konventionell verstärkt werden, ohne Beschädigungen an optischen Elementen zu verursachen und ohne das Auftreten von Selbstphasenmodulation und Selbstfokussierung, die Strahlprofil und Spektrum verändern würden. Der Verstärker kann z.B. ein regenerativer Verstärker sein oder ein Multipass-Verstärker. Nachdem der Puls verstärkt wurde, wird er wieder dispersionskompensiert, um einen möglichst kurzen Puls zu erhalten. Dazu läuft er erneut über ein optisches Gitter, dass diesmal als Element mit negativer Dispersion wirkt, d.h. dem Puls einen negativen Chirp aufgeprägt.

### 2.2.2 Materialwechselwirkung

Mit Femtosekunden-Lasern erreicht man ohne Weiteres Intensitäten im GW/cm<sup>2</sup>-Bereich. Dadurch können einerseits typische nichtlineare Effekte wie Frequenzvervielfachung und Frequenzmischung zur Erzeugung neuer Wellenlängen ausgenutzt werden, andererseits kann man mit Hilfe von fs-Pulsen Modifikationen in Dielektrika erzielen, die mit ns-Pulsen nicht erreichbar sind. Seit den 1990er Jahren wird intensiv am Schreiben von Wellenleitern in Dielektrika geforscht (z.B. [15]) und die zu Grunde liegenden Mechanismen untersucht.

#### Frequenzmischung und -vervielfachung

Breitet sich eine elektromagnetische Welle mit dem elektrische Feld  $\vec{E}$  in einem Material aus, werden im Material Dipolmomente induziert und es bildet sich eine Response des Materials in Form eines Polarisationsfelds  $\vec{P}$  heraus. Beide Felder sind in der Materialgleichung  $\vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) \vec{E}(\omega)$  über die Suszeptibilität  $\chi(\omega)$ , die nur im Frequenzraum definiert ist, miteinander verbunden. Diese Gleichung genügt der linearen Optik. Für die



nichtlineare Optik wird die Gleichung modifiziert, indem für das  $\vec{E}$ -Feld eine Potenzentwicklung durchgeführt wird. Es folgt

$$\vec{P} = \epsilon_0(\chi_1\vec{E} + \chi_2\vec{E}^2 + \chi_3\vec{E}^3 + \dots). \quad (2.21)$$

$\chi_2$  und  $\chi_3$  sind die nichtlinearen Suszeptibilitäten 2-ter und 3-ter Ordnung und besitzen tensoriellen Charakter. Zu bemerken ist, dass  $\chi_2 \neq 0$  nur für anisotrope Medien gilt. Eine nichtlineare Polarisation zweiter Ordnung  $\vec{P}_2 = \epsilon_0\chi_2\vec{E}^2$  tritt so nur in Kristallen ohne Inversionssymmetrie auf, z.B. KDP. Um Effekte durch eine  $\chi_2$ -Nichtlinearität zu veranschaulichen, wird nun ein skalares elektrisches Feld  $E(t) = E_1e^{-i\omega_1t} + E_2e^{-i\omega_2t} + c.c$  mit zwei verschiedenen Frequenzanteilen betrachtet. Die skalare Polarisation zweiter Ordnung lässt sich bestimmen zu

$$\begin{aligned} P_2(t) = & 2(\epsilon_0\chi_2E_1E_1^* + \epsilon_0\chi_2E_2E_2^*) + c.c. \\ & + (\epsilon_0\chi_2E_1^2e^{-2i\omega_1t} + \epsilon_0\chi_2E_2^2e^{-2i\omega_2t}) + c.c. \\ & + (\epsilon_0\chi_2E_1E_2e^{-i(\omega_1+\omega_2)t} + \epsilon_0\chi_2E_1E_2^*e^{-i(\omega_1-\omega_2)t}) + c.c. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Zu erkennen sind folgende Frequenzkomponenten:  $2\omega_1$  (SHG, zweite Harmonische),  $2\omega_2$  (SHG),  $\omega_1 \pm \omega_2$  (Summen- und Differenzfrequenzmischung) und ein Gleichlichtterm (Skizze siehe Abb. 2.7). Die komplexkonjugierten Komponenten (c.c.) besitzen die gleichen Frequenzkomponenten. Um nur die zweite Harmonische zu erzeugen wird eine Frequenzkomponente eingestrahlt, sodass nur der  $2\omega_1$ - und der Gleichlichtanteil auftreten. Die nichtlineare Polarisation dritter Ordnung kann in jedem Medium auftreten. Die größte Bedeutung hat hier die Erzeugung der dritten Harmonischen. Beim Einstrahlen einer ebenen Welle kann aus drei Photonen der Frequenz  $\omega$  ein Photon mit dreifacher Frequenz ( $3\omega$ ) erzeugt werden. Der unter 2.2.1 beschriebene optische Kerr-Effekt ist ebenfalls ein nichtlineare Prozess dritter Ordnung.

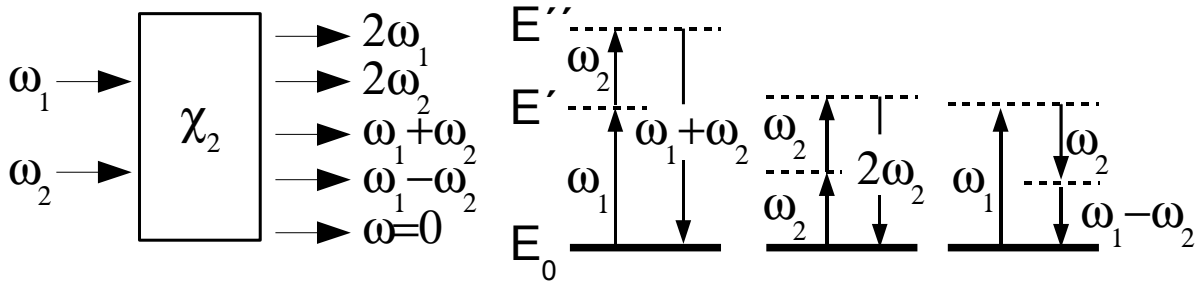


Abb. 2.7: Dargestellt ist der Effekt einer  $\chi_2$ -Suszeptibilität, die zu einer Frequenzmischung führen kann. Im rechten Bildteil sind die Frequenzkonversionen auf einer Energieskala, mit dementsprechenden virtuellen Zuständen (gestrichelt,  $E'$  und  $E''$ ), dargestellt.

## fs-Modifikationen

In Abbildung 2.8 sind die Modifikationen zusammengefasst, die bei Belichtung mit fs-Pulsen bei geringen Pulsrepetitionsraten entstehen können. Schon Repetitionsraten von

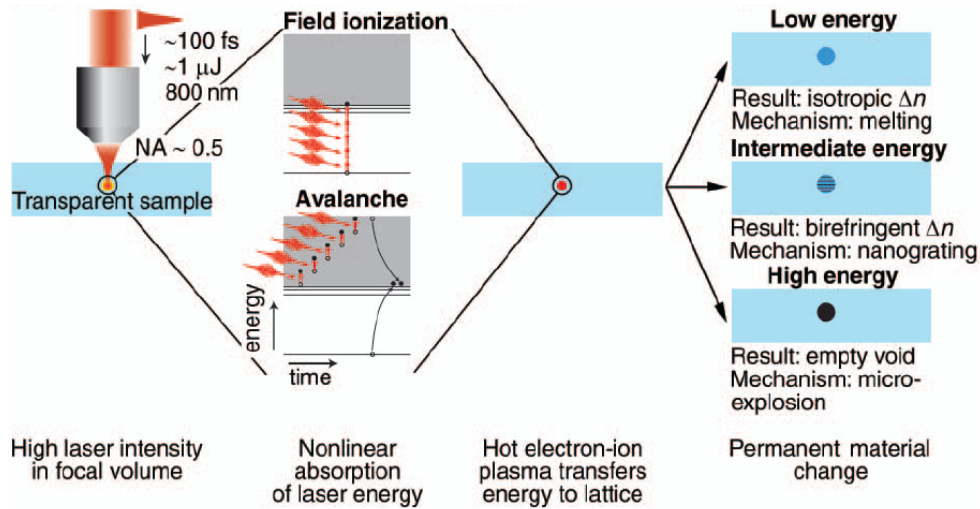


Abb. 2.8: Zusammenfassung der fs-Mikrostrukturierung bei geringen Repetitionsraten [38].

200 kHz führen zu Wärmeansammlung, dem sog. *heat accumulation effect*. Die Zeit zwischen zwei Pulsen ist hier kürzer als die thermische Diffusionszeit ( $\geq 1 \mu\text{s}$ ) und damit folgt ein Aufheizen des Fokusgebiets. Die strukturellen Modifikationen sind dann nicht mehr nur auf das Fokusvolumen beschränkt. Für ausführliche Diskussionen dieses Regimes wird auf *Eaton et al.* [20, 21] und *Miyamoto et al.* [59, 60] u.a. [77] verwiesen. Die strukturellen Modifikationen bei geringen Repetitionsraten sind vergleichbar mit der Addition der Einzelpulsmodifikationen, weil hier die thermische Diffusionszeit größer ist, als der zeitliche Abstand zweier, aufeinander folgender Pulse. Welche strukturellen Änderungen sich im Material ergeben und welche Absorptionsmechanismen stattfinden, hängt entscheidend vom Material selbst, von der Energie sowie der Fokussierung der Laserstrahlung ab. Zur Mikrostrukturierung werden Materialien bevorzugt, die ohnehin in der Optik etabliert sind, wie Kieselglas [73, 93], Borosilikatgläser [20], Phosphatgläser [44, 50] mit aktiver und passiver Dotierung wie auch PMMA [94]. Abhängig von den Bandkanten des Materials werden nichtlineare Absorptionsprozesse genutzt, um eine Tunnelionisation, Multiphotonenionisation oder Lawinenionisation auszulösen. Tunnelionisation überwiegt bei starken Laserfeldern. Hier wird die Struktur von Valenz- (VB) und Leitungsband (LB) vom Strahlungsfeld beeinflusst und das Tunneln eines Elektrons von LB ins VB wird wahrscheinlicher. Bei Multiphotonenionisation werden gleichzeitig mehrere Photonen absorbiert, um die Energielücke zwischen VB und LB zu überwinden. Für Kieselglas wäre dafür mit Pulsen bei 800 nm mindestens eine 5- bis 6-Photonenabsorption nötig. Lawinenionisation tritt auf, wenn schon ein Elektron im LB vorhanden ist und durch das Laserfeld weiter linear angeregt wird, bis seine Energie ausreicht, um z.B. durch Stoßionisation ein weiteres Elektron vom VB in das LB anzuregen. Diese Ionisationsart entwickelt sich erst bei langen Laserpulsen ab 200 fs und sorgt für die Erzeugung eines Elektronen-Ionen-Plasmas. Ist der Puls durchgelaufen, geben die angeregten Elektronen ihre Energie über Elektronen-Phononenkopplung an das Gitter ab. Die verursachten Materialmodifikationen reichen von Brechzahländerungen über induzierte Doppelbrechung bis hin zur Bildung

sog. *Voids* (Poren). Letztere entstehen bei sehr hohen Intensitäten und entsprechen einer permanenten Schädigung des Materials durch eine Mikroexplosion, verursacht durch das Plasma, und einer begleitenden Schockwelle. Es entsteht dabei ein kleiner Hohlraum mit verdichteter Grenzfläche zum umgebenden Material. Eine Nutzung von Voids z.B. für optische Speicher wird berichtet [95]. Bei Belichtung mit Pulsen geringerer Energie wurden bis jetzt nur in Kieselglas periodische Dichteveränderungen im Fokusgebiet festgestellt, die als *Nanograting* bezeichnet werden und Doppelbrechung zeigen [45]. Die Ursachen, die zur Entstehung von Nanogratings führen, sind nicht eindeutig geklärt (siehe z.B. [3, 38]). Die Ausbildung einer Brechzahländerung bei relativ geringen Intensitäten kann wieder über die Entstehung von Farbzentren [16] und folgender Verdichtung [10, 11] und Erzeugung von Spannungen erklärt werden. Anschaulich schmilzt der Laserpuls das im Material liegende Fokusgebiet auf und diese Glasstruktur wird eingefroren. Das schnelle Erstarren verursacht eine Anhebung der Brechzahl im Fall von Silikatglas, sodass man eine dritte, thermische Ursache der Brechzahländerung vorliegen hat. Typische Brechzahlmodulationen können für Kieselglas bis  $10^{-2}$  reichen. Eine Abschätzung der Grenzwerte für die Entstehung von Brechzahländerungen und Nanogratings lässt sich z.B. in [45] finden:

- Typ-I-Modifikation (isotrop): 0,1  $\mu\text{J}$  pro Pulse
- Typ-II-Modifikationen (anisotrop): 0,4  $\mu\text{J}$  pro Puls

Verwendet wurden eine Wellenlänge von 800 nm, eine Pulsdauer von 160 fs, 200 kHz Wiederholrate und eine NA von 0,5 [70]. Die Typ-I-Modifikationen werden hauptsächlich zum Schreiben von verschiedensten Wellenleitern im bulk verwendet. Es ist ebenso möglich, mit dem Wellenleiterschreiben gleichzeitig Bragg-Gitter zu erzeugen [52, 57].

Die Pulslänge hat einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die entstehende Modifikation. So können mit einem 85 fs langen Puls Brechzahländerungen erzeugt werden und bei 240 fs entstehen dagegen Streuschäden entlang eines Filaments, wenn mit  $\text{NA}=0,1$ , 800 nm Wellenlänge und 1 kHz Repetitionsrate 5 min belichtet wird [94]. Obwohl die Intensität des kürzeren Pulses größer ist, so ist doch die nichtlineare Absorption bei dem längeren Puls effektiver. Das spiegelt sich ebenfalls in den Materialzerstörungsschwellen wieder, die im Bereich von 230 bis 500 fs mit länger werdender Pulsdauer steigen, jedoch zwischen 130 und 230 fs sinken [35]. Damit steigt auch die Grenzenergie für Brechzahlmodulationen mit sinkender Pulsdauer  $\leq 230$  fs an.

### fs-Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern

Die fs-Einschreibetechnik für FBGs hat den entscheidenden Vorteil, dass keine spezielle Photosensitivierung, wie z.B. Wasserstoffbeladung oder Germaniumdotierung, der Fasern mehr notwendig ist und für die Wahl der Belichtungswellenlänge beachtet werden muss. Durch die Möglichkeit Multiphotonenabsorptionsprozesses bei fs-Intensitäten im GW-Bereich auszunutzen, entfällt die Beschränkung der Laserwellenlänge auf spezifische Absorptionsbanden des Kernmaterials. Damit besitzt die Intensität bei fs-Belichtung eine entscheidendere Bedeutung als die Wellenlänge der Einschreibstrahlung.

Es können mit allen unter 2.1.3 beschriebenen Techniken, d.h. holografisch sowie durch

Punkt-zu-Punkt-Belichtung, FBGs erzeugt werden. Die Forschungsbemühungen lassen sich deshalb am übersichtlichsten nach den verwendeten Einschreibwellenlängen untergliedern. Am weitesten verbreitet ist das Einschreiben mit **800 nm-fs-Pulsen (IR-fs)**. Die holografische Phasenmaskenmethode findet hier Anwendung beim Einschreiben in aktive Fasern (z.B. [32, 34, 98] uvm.), in hochtemperaturstabilen Kieselglasfasern, in Photonische Kristallfasern (PCFs), in Kristallfasern und in verschiedenste Glasfasern [33]. Es ist ebenfalls möglich, durch das Coating hindurch im Faserkern ein Gitter zu erzeugen [82]. Die Punkt-zu-Punkt-Methode wurde ebenfalls erfolgreich mit IR-fs-Pulsen getestet [54]. Wie im UV (ns) konnten in SMF-28-Fasern verschiedene Gittertypen erzeugt werden [81]. Als Charakteristika für IR-Typ-II-Modifizierung wurde die Weißlichterzeugung (Plasmabildung) während des Einschreibprozesses festgelegt. Die Gitterspektren zeigen wieder eine deutliche Verbreiterung und starke Verluste bei kleinen Wellenlängen. IR-Typ-I-Gitter besitzen eine geringe Temperaturstabilität, vergleichbar mit herkömmlichen UV-Typ-I-Gittern (ns). Im Gegensatz dazu zeigen IR-Typ-II-Gitter eine wesentlich bessere Stabilität als UV-Typ-II-Gitter (ns).

**UV-fs-FBGs** wurden u.a. von *Nikogosyan et al.* mit Phasenmaskeneinschreiben und einer Einschreibewellenlänge von 264 nm, als vierte Harmonische eines Nd:Glas-Lasers, erzeugt [41, 80]. Dass das interferometrisches Einschreiben ebenso erfolgreich möglich ist, wurde am IPHT an Ziehturmfasern [5] und an PCFs [6] mit frequenzverdreifachten Ti:Sa-Laserpulsen bei 266 nm demonstriert.

Das **FBG-Einschreiben mit 400 nm** wurde als erstes 2009 von *Bernier et al.* publiziert [8] und auch auf aktiv dotierte Fasern ausgeweitet.

## 3 Experimentelle Umsetzung

### 3.1 Optische Komponenten des Aufbaus zum Einschreiben von Bragg-Gittern

In diesem Abschnitt wird der experimentelle Aufbau beschrieben, ausgehend von der Erzeugung der Laserstrahlung bis zur Entstehung des Interferenzmusters, das zum Faser-Bragg-Gittereinschreiben genutzt wird. Es wird auf spezielle Eigenschaften eingegangen, die sich aus der Nutzung von Femtosekunden-Pulsen im Talbot-Interferometer ergeben. Zur Fokussierung der Laserstrahlung auf die Probe wird eine Zylinderlinse eingesetzt, so dass im Fokus Intensitäten im GW-Bereich erzielt werden. Das ermöglicht die Ausnutzung nichtlinearer Absorptionsprozesse zur Erzeugung von Gitterstrukturen.

#### 3.1.1 Femtosekunden-Lasersystem

Das verwendete Lasersystem setzt sich aus dem *Coherent Mantis Titanium:Sapphire Oscillator*, der regenerativen Verstärkungseinheit *Coherent Legend Elite HE-USP* und dem Frequenzvervielfacher *Coherent HSG-T* zusammen.

Der Titan-Saphir-Kristall (Ti:Sa) des *Mantis* wird diodengepumpt mit einer, durch einen *Lithiumtriborat*-Kristall (LBO) verdoppelten Wellenlänge von 532 nm. Bei dieser Wellenlänge liegt eine maximale Absorption des Ti:Sa vor, der im Bereich 600-900 nm emittiert (Abb. 3.1).

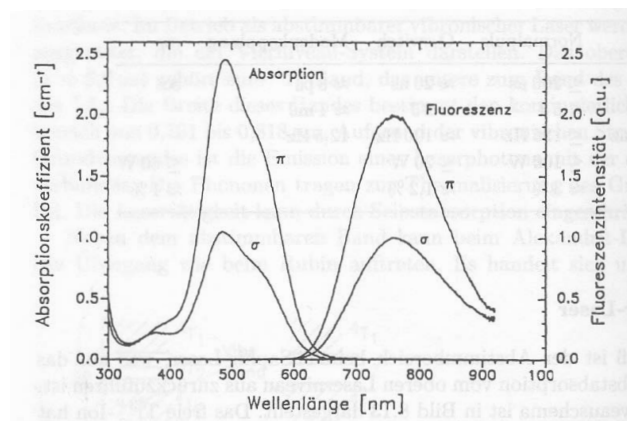


Abb. 3.1: Emissions- und Absorptionsspektrum eines Titan-Saphir-Kristalls für senkrecht ( $\sigma$ ) und parallel ( $\pi$ ) zur c-Achse des Kristalls polarisiertes Licht [24].

Mit diesem Aufbau werden Pulse von 807 nm Wellenlänge, mit einer Bandbreite  $\lambda_{\text{FWHM}} \leq 55$  nm und einer Repetitionsrate von 80 MHz erzeugt. Die Modenkopplung wird über den Kerr-Linseneffekt erzielt. Es ergibt sich eine Durchschnittsleistung im modengekoppelten Zustand von etwa 524 mW. Der ausgekoppelte Strahl wird als Seed-Strahl für den regenerativen Verstärker (RGA) genutzt.

Der verwendete RGA ist die Variante für ultrakurze Pulse hoher Energie der *Legend Elite*-Serie von Coherent. Er besteht aus einer Stretcher-Strecke, in der der Puls zeitlich gestreckt, einem Resonator, in dem der Puls verstärkt, und einer Kompressor-Strecke, in der der verstärkte Puls zeitlich komprimiert wird. Der Stretcher wird von dem Seed-Strahl doppelt durchlaufen, um eine zeitliche Streckung zu erreichen und die räumliche Dehnung zu korrigieren. Anschließend wird er in den Resonator eingekoppelt. Die optische Anregung des Ti:Sa-Kristalls im Resonator erfolgt über die integrierte *Evolution 15*-Einheit, einem diodengepumpten Nd:YLF-Laserkopf mit anschließender LBO-Frequenzverdopplung. Die Einkopplung eines Seed-Pulses erfolgt über die Polarisationsänderung durch eine Pockelszelle, sodass er über ein Brewsterfenster in den Resonator läuft. Zu diesem Zeitpunkt ist die Besetzungsinversion im Resonator maximal. Die zeitliche Abfolge ist im Anhang C schematisch dargestellt. Die Besetzungsinversion des Kristalls wird durch den Mehrfachdurchlauf des Pulses effektiv abgebaut. Dabei wird der Seed-Strahl bis zu seinem  $10^6$ -fachen verstärkt. Das Einschalten der zweiten Pockelszelle ändert die Polarisation des verstärkten Pulses, sodass der Puls den Resonator über ein Brewsterfenster verlässt. Der Puls passiert zwischen Resonator und Kompressor ein Teleskop, mit dem die Divergenz des Strahls eingestellt wird. Die Gesamtdispersion des Systems wird über den doppelten Durchlauf des Pulses über das Kompressorgitter kompensiert, sodass eine minimale Pulsdauer erzeugt wird. Die maximale Repetitionsrate beträgt 1 kHz. Die weitere Charakterisierung des Strahls ist mit dem Leistungsmessgerät *LabMax* von Coherent sowie dem *Pulse Check*-Autokorrelator von APE möglich. Die maximale Durchschnittsleistung wurde zu  $P_{800\text{ nm}} \approx 3,1$  W bestimmt, die minimale Autokorrelations-Pulsdauer zu  $\tau_{\text{AK}} \approx 205$  fs. Die durchschnittliche Leistung des Strahls kann einerseits über den zeitlichen Versatz zwischen den Pockelszellen geändert werden, andererseits über die Feineinstellung des Kompressors. Bei beiden Varianten verlängert sich jedoch die Pulsdauer.

Der IR-Strahl wird anschließend in den Frequenzvervielfacher *Coherent HSG-T* geleitet. Im ersten Kristall wird die zweite Harmonische bei einer Wellenlänge von etwa 400 nm erzeugt, die von der Fundamentalen über einen dichroitischen Spiegel getrennt wird. Beide werden in einem weiteren Kristall wieder phasenrichtig überlagert, sodass durch Frequenzmischung die dritte Harmonische bei 266 nm erzeugt wird (es gilt nach Abschnitt 2.2.2:  $\omega_{266\text{ nm}} = \omega_{400\text{ nm}} + \omega_{800\text{ nm}}$ ). Beide Wellenlängen, die zweite und dritte Harmonische, können für Experimente genutzt werden. Ihre Leistungen wurden mit dem *LabMax* gemessen und betragen nach dem Frequenzvervielfacher maximal  $P_{400\text{ nm}} = 1,3$  W bzw.  $P_{266\text{ nm}} = 0,63$  W. Ihre Pulsdauern sind nicht mehr mit dem Autokorrelator bestimmbar, weil er bereits über die Erzeugung der zweiten Harmonischen arbeitet und daraus die Autokorrelationsbreite errechnet (Nutzung der Intensitätsautokorrelation). Anzunehmen ist, dass die Pulsdauer sich durch dispersive Elemente im Frequenzvervielfacher verlängert. Um die gleiche Polarisation für beide Wellenlängen zu erhalten, wurde für 266 nm nach dem Vervielfacher ein Periskop eingebaut. Das Strahlprofil kann für beide Wellenlängen

mit dem Programm *Beamview USB* von Coherent und dem dazugehörigen Detektor visualisiert werden. Es kann angenommen werden, dass das gaußförmige Strahlprofil, das der RGA ausgibt, durch die Frequenzvervielfachung beibehalten wird. Die Divergenz des Laserstrahlbündels wurde nach der SHG bestimmt. Dazu wurden in verschiedenen Abständen die Strahlprofile mit *BeamView* aufgezeichnet, mit einem Gaußprofil genähert und die ermittelte Strahlbreite über den Abstand dargestellt (siehe Abb. 3.2). Zu erkennen ist, dass der Strahl konvergiert.

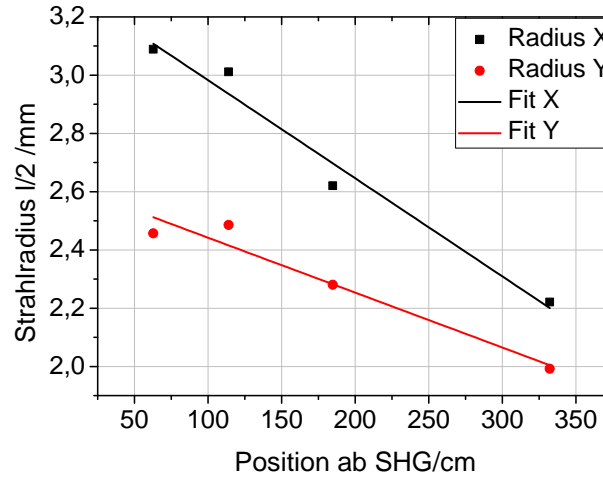


Abb. 3.2: Bestimmung der Divergenz aus Messungen der Strahlbreite in verschiedenen Anständen. Es ergab sich die Divergenz in x-Richtung zu  $-0,34$  mrad und in y-Richtung  $-0,19$  mrad.

#### 3.1.2 Talbot-Interferometer

Die Strahlführung bis zum Interferometer erfolgt über Umlenkspiegel der Firma *Layertec*. Der Aufbau des Interferometers ist in Abb. 3.3 dargestellt und die Charakteristika der wichtigsten verwendeten Komponenten sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die Interferometerspiegel sind für Einfallswinkel von  $50^\circ$  bis  $80^\circ$  für s-Polarisation des einfallenden Pulses bei 266 nm und 400 nm hochreflektierend (siehe Datenblatt im Anhang D).

Die Beugungseffizienzen der Phasenmasken wurden experimentell ermittelt und sind in Tab. 3.1 für die  $\pm 1$ -te Beugungsordnung angegeben. Aus der Phasenmaskenperiode lässt sich nach Gl. 2.18 [S. 13] und mit der entsprechenden Einschreibewellenlänge der Winkel  $\phi$  bestimmen. Nach der geometrischen Beziehung gilt  $L = 31\text{mm} / \tan \phi$ , mit dem festen Abstand von 62 mm zwischen den beiden Interferometerspiegeln. Die Reflexionswellenlänge  $\lambda_{\text{FBG}}$  ergibt sich aus der Bragggleichung 2.11 [S. 10] zu  $\lambda_{\text{FBG}} = \Lambda_{\text{PM}} n_{\text{eff}}$ , mit  $n_{\text{eff}} \approx 1,45$ . Diese Gleichung gilt nur für Parallelstellung der Spiegel. Bei Kippung der Spiegel wird der Einfallswinkel  $\phi_{\text{FBG}}$  zur Faser geändert und somit ändert sich die Periode des Interferenzmusters. Die Änderung des Einfallswinkels ist durch das Auftreten der Interferenz, d.h. durch die Justage und die Kohärenzeigenschaften des Lasers sowie durch den Aufbau, hier speziell dem Abstand der Faser von den Spiegeln, beschränkt.

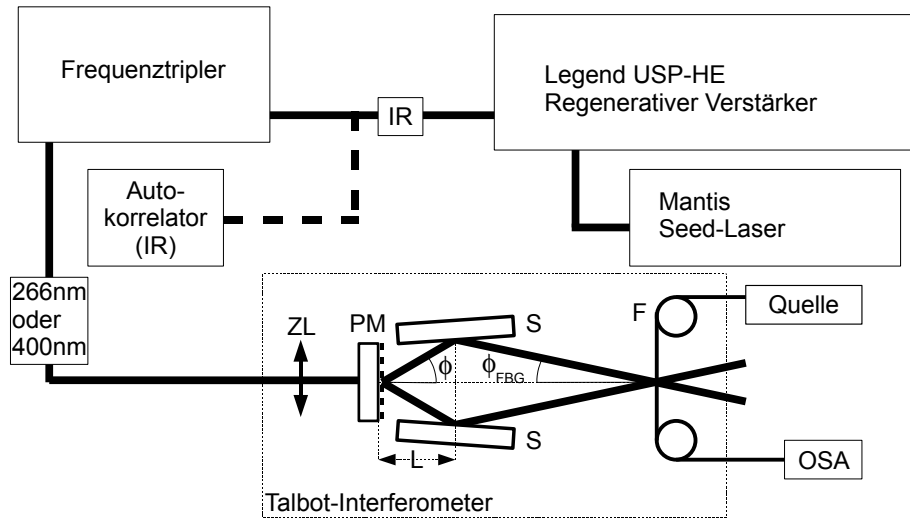


Abb. 3.3: Skizze des Talbot-Interferometers. Der Strahl läuft über eine Zylinderlinse ZL auf die Phasenmaske PM und wird in zwei Teilstrahlen ( $\pm 1$ -te Beugungsordnung) aufgespalten, die nullte Ordnung wird blockiert. Über die Umlenkspiegel S werden sie unter einem Winkel  $2\phi_{\text{FBG}}$  rekombiniert. An dieser Stelle liegt die Faser F, in die so ein FBG geschrieben wird. Über einen Spektrenanalysator (OSA) kann das Gitterwachstum kontrolliert werden.

Einschreibewellenlänge	266 nm	400 nm
Phasenmaske $\Lambda_{\text{PM}}$	1065,3 nm	1066 nm
Beugungseffizienz $\pm 1$ -te Ordnung	je 28%	je 31%
Beugungswinkel $\phi$	14,46°	22,04°
Abstand L	120,2 mm	76,6 mm
Braggperiode $\Lambda_{\text{FBG}}$	532,7 nm	533 nm
Reflexionswellenlänge $\lambda_{\text{FBG}}$	$\approx 1545$ nm	$\approx 1546$ nm
Linsenmaterial	CaF <sub>2</sub>	CaF <sub>2</sub>
Brennweite f	390 mm	288 mm

Tab. 3.1: Einige Parameter der verwendeten Komponenten und des Interferometers bei 266 nm und 400 nm.

Eine Möglichkeit, die deckungsgleiche Überlagerung der  $\pm 1$ -ten Beugungsordnungen im Kreuzungspunkt zu prüfen, bietet die antisymmetrische Verkippung der Interferometerspiegel. Dabei werden die Spiegel mit gleichem Richtungssinn um den gleichen Winkel gedreht und befinden sich somit immer noch in Parallelstellung zueinander. Eine zweite Phasenmaske gleicher Periode dient nun an der Faserposition zur Überprüfung der Interferenzfähigkeit beider Teilstrahlen. Durch Beugung an der zweiten Phasenmaske entsteht aus den einfallenden  $\pm 1$ -ten Ordnungen wieder je eine Komponente in der nullten Ordnung. Sie kann für 266 nm mit einem Glasplättchen, für 400 nm mit einem Europium-dotiertes Glasplättchen, beobachtet werden und zeigt eine Schwebung (siehe Abb. 3.4). Anhand dieser Beobachtung soll die Wirkung der räumlichen und zeitlichen Kohärenz





Abb. 3.4: Abbildung der Schwebung auf einem Glasplättchen bei der 266 nm-Justage. Mittig zu erkennen ist die neu entstandene nullte Ordnung, links und rechts davon die  $\pm 1$ -te Ordnungen. Die breiteren Interferenzstreifen sind dem Umstand zu schulden, dass die zweite Phasenmaske Phasensprünge erzeugt. Der mittige, dunklere Spot wird der Degradierung der ersten Phasenmaske zugeschrieben.

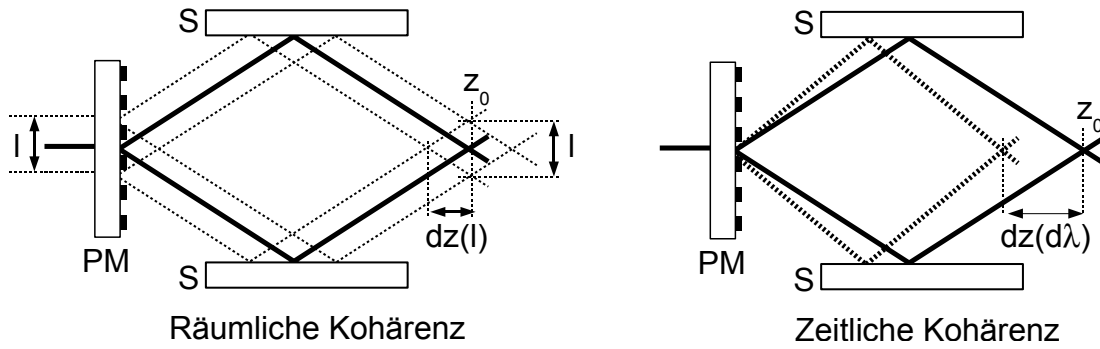


Abb. 3.5: Skizzen zur Beschränkung des Interferenzmusters durch begrenzte räumliche und zeitliche Kohärenz.

im Talbot-Interferometer kurz diskutiert werden. Die räumliche Kohärenz beschränkt das Interferenzmuster in seiner Tiefe  $dz$  und Breite  $l$ . In Abb. 3.5 (links) ist zu erkennen, dass der ideale Kreuzungspunkt für die äußeren Teile der Wellenfront näher an der Phasenmaske liegt als für die mittleren. Es gilt nach einfachen geometrischen Betrachtungen  $dz(l) = l/(2\tan\phi)$ . Wenn die Strahlbreite  $l$  nun kleiner ist als die räumliche Kohärenzlänge  $l_c^s$ , wäre eine Interferenzbildung durch Überlagerung der äußeren Wellenfrontteile am idealen Kreuzungspunkt der Strahlmitte  $z_0 = 2L$  möglich. Das Interferenzgebiet würde sich dann über die gesamte Kreuzungsbreite  $l$  der Teilstrahlen ausdehnen. Wie in Abbildung 3.4 gezeigt, erstreckt sich die Schwebung über den gesamten Spot der neu gebildeten nullten Ordnung und deshalb folgt, dass der Strahldurchmesser  $l$  kleiner als die räumlichen Kohärenzlänge  $l_c^s$  ist. Die zeitliche Kohärenz ist nach dem Wiener-Khintchine-Theorem aufgrund der Bandbreitenbegrenzung der kurzen Pulse begrenzt. Für die zeitliche Kohärenzlänge  $l_c^t$  gilt allgemein  $l_c^t = \tau_c c$ , mit der Kohärenzzeit  $\tau_c$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Der Zusammenhang zwischen Kohärenzzeit und Bandbreite ist dabei  $\Delta\nu = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi}}/\tau_c$  [76], mit der FWHM-Breite  $\Delta\nu$  des Spektrums. Für ein ideales gaußförmiges Spektrum entspricht die Kohärenzzeit der Pulsdauer. Anschaulich werden im Interferometer die verschiedenen spektralen Anteile des Pulses durch die Phasenmaske unter verschiedenen Winkeln abgelenkt. Infolge dessen liegt eine Unbestimmtheit der idealen Probenpositi-

on  $dz(d\lambda) = \frac{z_0}{\cos^2 \phi} \cdot \frac{d\lambda}{\lambda}$  vor. Sie wird umso kleiner, je größer die zeitliche Kohärenz [36], d.h. je schmaler das Spektrum des Pulses ist. Im Fall der Zweistrahlint interferenz würde ein spektral breiter Puls demnach eine Verschlechterung des Interferenzkontrastes durch eine Unschärfe des Kreuzungspunkts bewirken. Zusammengefasst sind die relevanten Größen zur zeitlichen und räumlichen Kohärenz in Tabelle 3.2. Dabei wurde sich auf die 266 nm-Wellenlänge beschränkt, weil sie die größere Bedeutung für Belichtungen hat (siehe Abschnitt 5.1.3 [S. 59]).

Parameter	266 nm
$\phi / ^\circ$	14,46
$l / \mu\text{m}$	2,8
$dz(l) / \mu\text{m}$	5,4
$d\lambda / \text{nm}$	1,16
$dz(d\lambda) / \text{mm}$	1,1
$\tau_c / \text{fs}$	135

Tab. 3.2: Parameter zur zeitlichen und räumlichen Kohärenz.  $d\lambda$  wurde mit einem Spektrometer gemessen und  $\tau_c$  daraus berechnet. Dabei stellt die Kohärenzzeit eine untere Schranke der Pulsdauer dar.

Eine weitere Möglichkeit die Kohärenzlänge  $l_c^s$  und daraus die Kohärenzzeit  $\tau_c$  zu bestimmen, bietet die Betrachtung der Schwebung bei antisymmetrischer Spiegelverkipfung [5]. Dabei wird eine optische Wegdifferenz  $s$  durch eine Kippung der Spiegel  $\Delta\phi$  in die Interferometerarme eingebracht, für die gilt:  $s = 4L \cdot \frac{\tan \phi}{\cos \phi} \Delta\phi$ . Ist die Schwebung nicht mehr sichtbar, dann ist die optische Wegdifferenz größer als die Kohärenzlänge geworden. Für die 266 nm-Wellenlänge wurde die Kohärenzlänge  $l_c^t$  und daraus die Kohärenzzeit  $\tau_c$  zu  $(410 \pm 50)$  fs bestimmt (siehe Anhang B). Vergleicht man diesen Wert mit der auf anderem Wege ermittelten Kohärenzzeit aus Tab. 3.2, liegen beide in der selben Größenordnung. Zur Erklärung der Diskrepanz zwischen ihnen müssen die theoretischen und praktischen Grenzen beider Methoden betrachtet werden. So wurde die Kohärenzzeit aus der Tabelle 3.2 unter der Bedingung eines idealen Gaußstrahls berechnet, was eine Näherung der realen Gegebenheiten ist. Der Wert von 135 fs ist deshalb als untere Schranke zu sehen. Die praktische Grenze bildete bei der Schwebungsanalyse die rein subjektive Betrachtung der Schwebung und ihres Verschwindens, unter dem zu bestimmenden Kippwinkel  $\Delta\phi$ . Über die Kippung der Spiegel wird der maximaler Kontrast der Schwebung eingestellt und so die ideale Probenebene gefunden.

#### 3.1.3 Positionierung der Zylinderlinse und Einstellen der Fokusslage

Nachdem die Interferometerjustage abgeschlossen und die Lage des idealen Kreuzungspunktes bestimmt ist, wird die Probe in der Kreuzungsebene der beiden Teilstrahlen platziert. Mit dem Einsetzen einer Zylinderlinse vor das Interferometer werden die Strahlenbündel in das Kreuzungsgebiet fokussiert. Damit werden Intensitäten im GW-Bereich erzeugt und nichtlineare Absorptionsprozesse zum Gittereinschreiben ausgenutzt.

Die Überprüfung der Linsenposition vor dem Talbot-Interferometer erfolgt bei gesenkter Laserleistung über das Streu- und Beugungsbild der Faser, das in Transmission bei Belichtung mit 266 nm bzw. 400 nm hinter der Faser über ein Glas- bzw. Europiumblättchen sichtbar ist. Typisch ist dabei das Auftreten sogenannter Streufahnen (siehe Abb. 3.6), die ein Effekt der geometrischen Optik, d.h. der Brechung an den der runden Faser, sind. Sie wurden mit dem Strahlverfolgungsprogramm *Zemax* simuliert und sind in Abb. 3.7 dargestellt. Eine qualitative Übereinstimmung ist im Vergleich der beiden Abbildungen 3.6 und 3.7 zu erkennen. Die Beobachtung der Streufahnen wird nun genutzt, um die Lage der Zylinderlinse, d.h. des Fokus, zur Faser zu optimieren, d.h. eine Verkippung zu korrigieren um einen Linienfokus zu erzeugen, der den Faserkern über die gesamte Fokusbreite trifft. Der Abstand der Zylinderlinse von der Faser wird so gewählt, dass der Linienfokus hinter

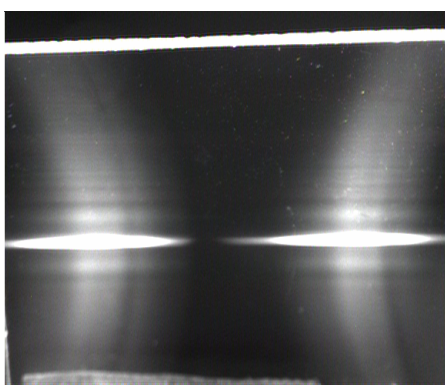


Abb. 3.6: Qualitative experimentelle Beobachtung der Streufahne bei 400 nm-Belichtung, abgebildet über ein Eu-dotiertes Glasplättchen.

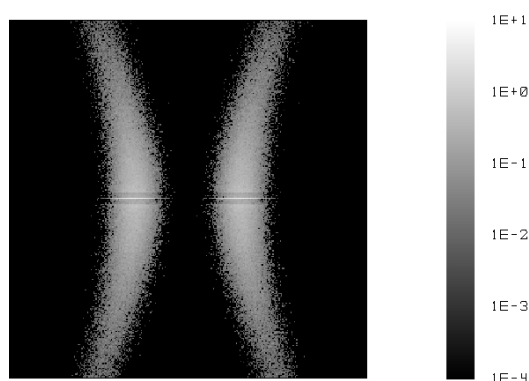


Abb. 3.7: Simulation der Streufahne für 400 nm, mit Abstand Linse - Phasenmaske 10 cm, der Detektorebene 1,5 cm hinter der Faser und einer Größe der Detektorebene von 4 cm x 4 cm. Die Skala gibt relative Intensitätswerte an.

der Faser liegt. Denn wenn sich der Fokus vor oder an der Faserposition befindet, wurde beobachtet, dass das eingeschriebene Gitterspektrum ungleichmäßiger ist, als wenn er sich dahinter befindet. Es ist möglich, dass eine Störung des Laserstrahls im Fokus, z.B. durch Luftströmung, zu diesem Effekt führt. Der Abstand der Fokuslinie zur Faser wird aber kleiner als die Rayleighlänge gewählt (vgl. Anhang A), um nahezu ebene Wellenfronten vorliegen zu haben. Somit kann ein optimales Interferenzmuster bezüglich der Ausdehnung und des Kontrastes erzeugt und für den Gittereinschreibprozess genutzt werden. Unberücksichtigt blieb bis jetzt die fokussierende Wirkung der Faser selbst, die ebenfalls eine wichtige Rolle spielt (siehe Abb. 3.8 d). Man erkennt im Mantelbereich einen stark streuenden, zerstörten Bereich. Strahlenoptisch betrachtet, lässt sich die Linsenwirkung der Faser simulieren und zeigt, dass der Fokus durch die Brechung an den Grenzflächen Luft-Mantel, Mantel-Kern, Kern-Mantel und Mantel-Luft in der Faser liegen kann, wenn die selbstfokussierende Wirkung vernachlässigt wird (siehe Abbildungsserie 3.8 a-c). Wurden die oben genannten Gesichtspunkte zur Justage der Zylinderlinse berücksichtigt und die Fokus- zur Faserlage optimal eingestellt, erfolgte die Prüfung der Justage durch das Einschreiben von Probegittern in die Standardfaser *SMF-28*, bevor die Proben belichtet wurden (vgl. Abschnitt 3.4.2).

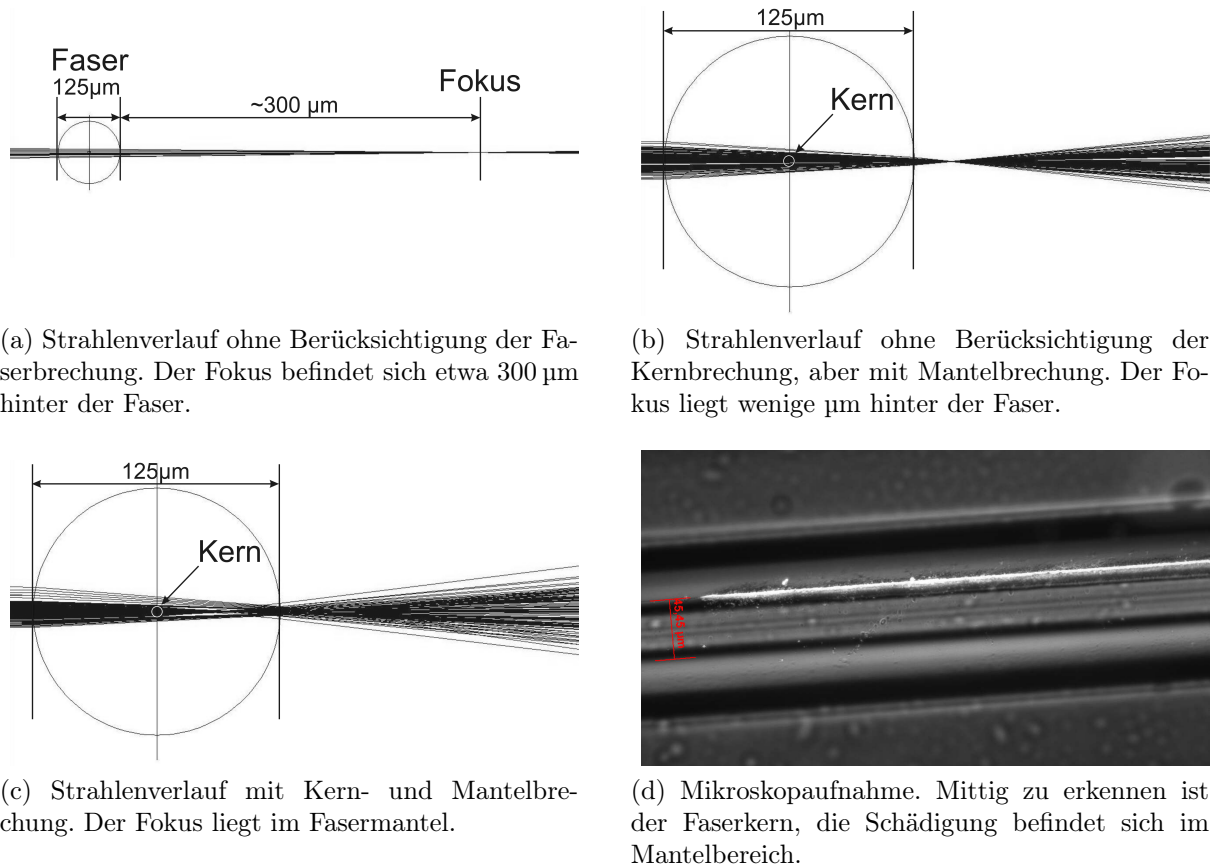


Abb. 3.8: Dargestellt sind die Simulationen aus Zemax, mit den verschiedenen Einflüssen der Brechung durch die Faser (strahlenoptische Näherung!), sowie eine Aufnahme des zerstörten Fasermantels (streuendes Schädigungsgebiet erscheint hell). Der Durchmesser der Faser beträgt in allen Fällen 125  $\mu\text{m}$ .

## 3.2 Aktiv und passiv dotierte Glasfasern

Zur Untersuchung des Einschreibverhaltens von Faser-Bragg-Gittern in Glasfasern mit fs-Pulsen wurden aktiv sowie passiv dotierte Fasern ausgewählt. In Tabelle 3.3 sind wichtige Eigenschaften der verwendeten Fasern dargestellt. Alle Fasern wurden am IPHT über das MCVD-Verfahren hergestellt, d.h., dass nur die Kernsubstanz der Preform mittels MCVD hergestellt und als Mantel ein hochreines Kieselglasrohr verwendet wurde. Die aktive Dotierung mit Ytterbium (Yb) wurde ausgewählt, weil  $\text{Yb}^{3+}$  für Faserlaseranwendungen bevorzugt als laseraktives Ion eingesetzt wird. Im Laserbetrieb ist dabei nachteilig, dass der Effekt des Photodarkening mit steigendem Yb-Gehalt zunimmt [43]. Elementen wie Cer (Ce) und Phosphor (P) wird zugeschrieben, dass sie das Photodarkening abschwächen [25, 39]. Deshalb wurden auch passiv dotierte Fasern mit verschiedenen Ce-Gehalten untersucht. Um den Effekt der Aluminium- und Phosphor-Codotierung vernachlässigen

### 3.2 Aktiv und passiv dotierte Glasfasern

Faser	Dotierung /mol%		$d$ / $\mu\text{m}$	NA	$n_{\text{eff},1550\text{ nm}}$	$\lambda_c$ / $\mu\text{m}$		$\alpha$ / $\text{cm}^{-1}$	
	$\text{Yb}_2\text{O}_3$	$\text{Ce}_2\text{O}_3$				3M	SM	266 nm	400 nm
<b>Yb-Al-Dotierung (4 mol% <math>\text{Al}_2\text{O}_3</math>, 0,5 mol% <math>\text{P}_2\text{O}_5</math>)</b>									
497s	–	–	8,5	0,14	1,448	n.m.	1,55	0,1	0,04
572s	0,05	–	9	0,13	1,448	n.m.	1,53	2,7	0,02
569s	0,20	–	9,3	0,16	1,449	1,11	1,94	11,3	0,1
567s	0,59	–	9,3	0,18	1,454	1,35	2,19	26,3	0,4
534s	0,80	–	9,9	0,2	1,456	1,502	2,59	31,7	0,02
577s	1,10	–	9,4	0,21	1,457	1,62	2,58	36,7	0,3
<b>Yb-Ce-Al-Dotierung (3,7 mol% <math>\text{Al}_2\text{O}_3</math>, 0,5 mol% <math>\text{P}_2\text{O}_5</math>)</b>									
729s	0,33	0,02	9,4	0,17	1,452	1,19	2,09	32,5	0,4
753s	0,38	0,15	10	0,19	1,455	1,5	2,48	120,8	1,0
821s	0,36	0,26	9,9	0,19	1,454	1,3	2,46	166,9	1,2
908s	0,37	0,47	9,2	0,19	1,456	1,51	2,28	270,6	2,3
<b>Ce-Al-Dotierung (4,5 mol% <math>\text{Al}_2\text{O}_3</math>, 0,5 mol% <math>\text{P}_2\text{O}_5</math>)</b>									
818s	–	0,14	9,6	0,16	1,452	1,25	2,01	93,8	0,9
910s	–	0,34	9,4	0,18	1,453	1,37	2,21	187,2	1,7
912s	–	0,53	9,7	0,19	1,455	1,57	2,41	265,0	2,1
914s	–	0,04	9,1	0,16	1,451	1,23	1,90	21,1	0,3
<b>Yb-P-Dotierung (6-8 mol% <math>\text{P}_2\text{O}_5</math>)</b>									
629s	0,54-1,04		12,7	0,14	1,449	1,58	2,32	4,9	0,3

Tab. 3.3: Zusammenfassung der untersuchten Fasern mit ausgewählten geometrischen, optischen Parametern [90] und Absorptionswerten des Faserkerns  $\alpha$  bei den relevanten Wellenlängen, gemessen an Preformscheiben [78] (siehe auch 3.3.1). Es ist  $d$  Kerndurchmesser,  $\lambda_c$  cut-off-Wellenlänge. Die cut-off-Wellenlänge für die Monomodigkeit (SM), d.h., dass nur die  $\text{LP}_{01}$ -Mode geführt wird, wurde berechnet. Ist die eingekoppelte Wellenlänge kleiner als  $\lambda_c(\text{SM})$  können zunächst drei Moden ( $\text{LP}_{01}$ - und  $\text{LP}_{11}$ -Modengruppe) geführt werden. Der zugehörige cut-off (3M) wurde gemessen bzw. war nicht messbar (n.m.). Bei Einkopplung von kleineren Wellenlängen als die 3M-cut-off-Wellenlänge sind zusätzlich drei weitere Moden, also insgesamt sechs Moden ausbreitungsfähig.

zu können, wurden Proben mit vergleichbaren P- und Al-Dotierung ausgewählt. Es lassen sich letztlich folgende Messreihen aufstellen:

- Yb-Al-Dotierungsreihe, mit Variation des Yb-Gehalts
- Ce-Al-Dotierungsreihe, mit Variation des Ce-Gehalts
- Yb-Ce-Al-Dotierungsreihe, mit Variation der Yb- und Ce-Gehalte

Eine Faser mit sehr hohem Phosphorgehalt (629s), die ein inhomogenes Brechzahlprofil durch die starke Dotierung zeigte, wurde zusätzlich untersucht.

## 3.3 Charakterisierungsmethoden für optisch mikrostrukturierte Proben

In diesem Abschnitt werden die verwendeten Messmethoden zur Charakterisierung der belichteten Proben vorgestellt. Sie sind den untersuchten Eigenschaften der erzeugten Gitterstrukturen zugeordnet. Der Schwerpunkt ist auf Untersuchungsmethoden gelegt, mit deren Ergebnissen Vergleiche zwischen FBGs, geschrieben in verschieden dotierte Fasern (siehe 3.2) oder unter verschiedenen Belichtungsregimes (siehe 3.4), bezüglich ihrer Eigenschaften möglich sind. Für eine ausführliche Darstellung der Messergebnisse wird auf entsprechende Abschnitte des Kapitels 4 und den Anhang verwiesen.

### 3.3.1 Fluoreszenz- und Absorptionsmessungen

Dem Gittereinschreiben, d.h. der Bildung einer periodischen Brechzahländerung im Faserkern, liegt nach Abschnitts 2.1.2 [S. 6] die strahlungsinduzierte Defektbildung in Gläsern zugrunde. Zur Untersuchung der durch fs-Belichtung erzeugten Defekte werden die Absorptions- und Fluoreszenzeigenschaften der seltenerd-dotierten Gläser vor und nach der Belichtung mit fs-Pulsen untersucht. Weil an Fasern, aufgrund der kleinen Abmessungen, keine orts aufgelöste Messung der Kern- und Mantelfluoreszenz sowie -absorption möglich ist, wird auf eine planare Probengeometrie übergegangen. Dazu werden Scheiben, geschnitten aus den entsprechenden Preformen, untersucht.

Standardmäßig wird für jede im IPHT hergestellte Faser an einer Preformscheibe die Absorption sowie die UV-angeregte Fluoreszenz gemessen [78]. Beides wird orts aufgelöst mit Hilfe einer Abgreiffaser und wellenlängenaufgelöst mit einem Spektrometer *Spektro 320 D* (Instrument Systems) im Bereich von 190-2150 nm vermessen. Die Anregung erfolgt für die Absorptionsmessung über eine kombinierte Deuterium-Halogenlampe (Mikropack), für die Fluoreszenzmessung mit einer Deuteriumlampe (190-350 nm). Bestimmt wird die Absorption über die Messung von jeweils einer Transmissionskurven im Kern und einer im Mantelbereich der Preformscheibe. Um den Einfluss des Mantels zu korrigieren, wird von der Kernmessung die Mantelmessung subtrahiert.

Die Ergebnisse der Absorptionsmessung an den unbelichteten Proben sind im Anhang E [S. 85] dargestellt und explizite Werte für 266 nm und 400 nm in Tabelle 3.3, die Messungen an den belichteten Proben im Anhang F [S. 87].

### 3.3.2 Messung des Gitterspektrums und der Gitterreflektivität

Zur Untersuchung des Gitterwachstums müssen die Gitter zeitlich aufgelöst analysiert werden. Während des Einschreibens des Interferenzmusters, d.h. während der Belichtung (siehe Abschnitt 3.4), erfolgt deshalb eine spektrale Vermessung der wachsenden Faser-Bragg-Gitter. Genutzt wird dazu eine an die Faser gekoppelte Erbium-Verstärker-ASE-Quelle und ein Koppler oder Zirkulator, der das reflektierte Signal des Gitters vom eingekoppelten Signal trennt. Mit dem optischen Spektrenanalysator (OSA) *Yokogawa 6375* (1200-2400 nm) wird dieses Signal ausgewertet. Um das Messsignal mit dem Gitter

zu normieren, wird eine Referenzmessung ohne Gitter durchgeführt. Eine etablierte Methode am IPHT ist die Referenzmessung mit geradem Bruch, d.h. die Normierung auf den Endreflex. Für den vom OSA ausgegebenen Reflexionswert  $D$  (in dB) gilt:

$$D = 10 \log \frac{R}{R_{\text{Ref}}}, \quad (3.1)$$

mit der Gitterreflektivität  $R$  und der Reflektivität des Endreflexes  $R_{\text{Ref}}$ . Der Endreflex ist aus den Fresnelgleichungen für die entsprechende Brechzahl des Faserkerns zu berechnen. Über ein *Labview*-Programm werden Gitterspektrum (siehe Abb. 3.9a), Reflexion, Reflexionswellenlänge und Halbwertsbreite des Gitterspektrums während der Belichtung aufgezeichnet. Soweit es möglich war, wurden bei multimodigen Fasern höhere Moden durch Biegung der Faser ausgekoppelt. Wenn nur ein Reflexionspeak zu erkennen war, konnte davon ausgegangen werden, dass es sich um die Grundmode handelt. Wenn die Reflektivität deutlich größer als die Reflektivität des Endreflexes ist, kann zur genaueren Bestimmung der Gitterreflektivität der Transmissionsverlust  $D^*$  durch das Gitter ( $T = 1 - R = 1 - 10^{D^*/10}$ ) gemessen werden. Dafür wird das gerade gebrochene Faserende direkt am OSA eingekoppelt und das Spektrum der Quelle mit einem Dip, der durch die Reflexion der Braggwellenlänge entsteht, vermessen (siehe Abb. 3.9b).

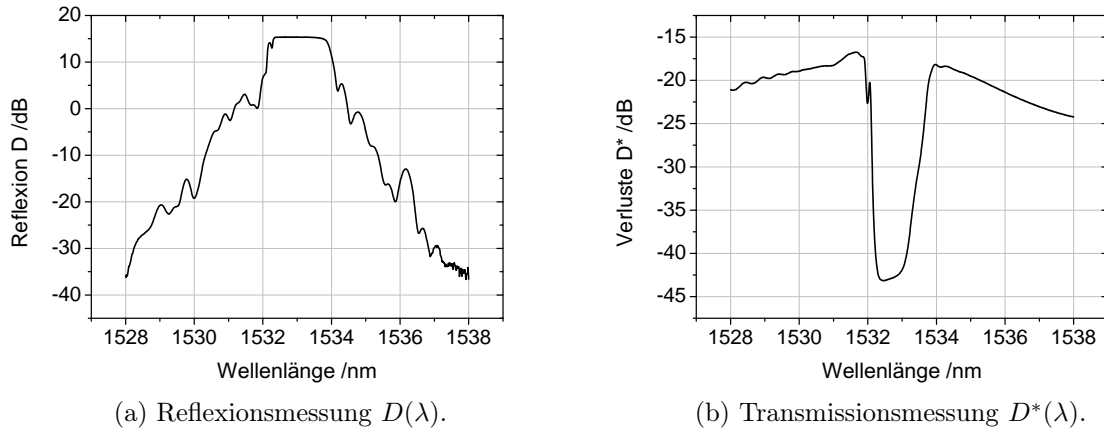


Abb. 3.9: Ein Beispiel für ein hochreflektierendes Gitter in Reflexion und Transmission gemessen.

Die Messwerte für das Gitterwachstum sind im Abschnitt 3.4 exemplarisch dargestellt, werden in Kapitel 4 ausgewertet und in Kapitel 5 diskutiert.

#### 3.3.3 Messung der Doppelbrechung

Zur qualitativen Beurteilung der Homogenität der Brechzahländerung innerhalb der Bragg-ebenen wird die Polarisationsempfindlichkeit des Braggreflexes und daraus die Doppelbrechung bestimmt. Hoch Cer-dotierte Fasern zeigen bei 266 nm-Laserwellenlänge nach Tab. 3.3 eine starke Absorption. Das führt nach dem Lambert-Beerschen-Gesetz dazu,

dass die Intensität entlang der Strahlrichtung, d.h. von der Seite des Strahleintritts über den Kernquerschnitt, abnimmt (siehe Abb. 3.10). Daraus folgt die Bildung inhomogener Braggebenen, bei denen die stärkste Brechzahländerung an der Strahleintrittsseite vorliegt. Sie wird aber über den Kernquerschnitt schwächer, weil bei geringerer Intensität weniger Defekte gebildet werden können, die zu einer Brechzahlmodulation führen. Für eine hochdotierte Probe (912s in Abb. 3.10) wäre nach dieser Betrachtung zu erwarten, dass die Brechzahlmodulation innerhalb einer Bragg-Gitterebene inhomogener ist als für eine niedrigdotierte Probe (914s). Es ist deshalb zu erwarten, dass die Doppelbrechung, induziert durch die inhomogenen Braggebenen des FBGs, in hochdotierten Ce-Fasern höher ist als in niedriger Dotierten.

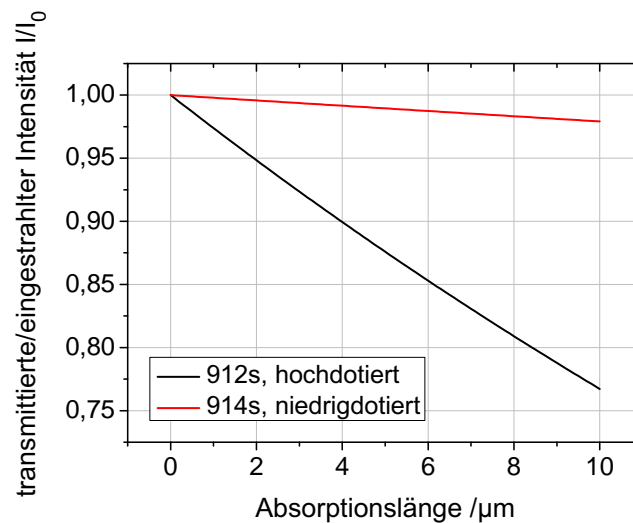


Abb. 3.10: Grafische Darstellung des Lambert-Beerschen-Gesetzes bezogen auf die Transmission durch den Faserkern. Dabei entspricht eine Absorptionslänge von etwa 9-10  $\mu\text{m}$  dem Kerndurchmesser der Fasern.

Zur Bestimmung der Polarisationsempfindlichkeit wurde ein *HP Polarisation Controller* genutzt. Über die Stellung eines  $\lambda/2$ -Plättchens im Polarisator ist es möglich, die Polarisationssebene des eingekoppelten Lichts definiert zu ändern. Gemessen wurde die Änderung der Braggwellenlänge in Reflexion (*FBG-scan 700*, FOS&S) mit der Drehung der Polarisationssebene. Damit wurde anschließend die Doppelbrechung berechnet (siehe Abschnitt 4.4).

## 3.4 Belichtungsregimes zum Einschreiben von Bragg-Gittern

Dieser Abschnitt soll die verschiedenen Gesichtspunkte, unter denen die Belichtungen durchgeführt wurden, aufzeigen. Gegliedert wird er nach den entsprechenden Parametern, unter denen belichtet wurde. Neben der Beschreibung der Belichtungsregimes werden ausgewählte Messergebnisse gezeigt und Beobachtungen dargestellt.



#### 3.4.1 Experiment zur Dotierungsempfindlichkeit bei 266 nm-fs-Belichtung

Um herauszufinden, ob die Proben auch ohne eine zusätzliche Photosensitivierung photoempfindlich auf die Belichtung am fs-Laser reagieren und die Reaktion, d.h. die Defektbildung (siehe Abschnitt 3.3.1), nachgewiesen werden kann, wurden ausgewählte Preformscheiben belichtet. Für diese grundlegende Untersuchung wurde sich auf je zwei Proben aus den reinen Dotierungsreihen, aus der Ce-Al-Reihe die 818s und 910s und aus der Yb-Al-Reihe die 577s und 572s, und die Referenzprobe ohne Yb 497s beschränkt. Dazu wurde die 266 nm-Wellenlänge ausgewählt, weil hier eine höhere Absorption vorliegt (siehe Tabelle 3.3) und damit eine deutlichere Modifikation im Material zu erwarten ist. Um einen zur Faser vergleichbaren Effekt zu erzielen, wurden die Preformscheiben an der Faserposition platziert und mit dem fokussierten Strahlenbündel belichtet. Dabei wurde die Preformscheibe über ihren Querschnitt bestrahlt (siehe Abb. 3.11). Unter dem Aspekt, eine qualitative Analyse der belichteten Preformscheiben durchzuführen, blieb eine weitere Fokussierung durch die Fasergeometrie unberücksichtigt. Die weiteren Parameter entsprechen denen, die zur Faserbelichtung gewählt wurden, mit einer Leistung von 280-290 mW, einem 4 mm Spalt vor der Zylinderlinse mit 390 mm Brennweite sowie der Phasenmaschenperiode von 1065,3 nm. Mit diesen Einstellungen ist die Fokushöhe um ein Vielfaches kleiner als der Preformkern, sodass zur Erzeugung eines messbaren Effekts der Kern mit dem fokussierten Strahl abgefahren wurde. Die Schrittweite betrug 100  $\mu\text{m}$  und pro Schritt wurde 3 min belichtet. Weil sich der fokussierte Strahl bis in den Mantelbereich erstreckte, konnten während der Belichtung Fluoreszenzen beobachtet werden. Grundsätzlich zeigte der Mantel aus *F300* eine rote Fluoreszenz, die am Anfang der Belichtung induziert wurde und an Intensität gewann. Sie ist ein Indiz für die NBOHC-Bildung. Zwischen Kern und Mantel war z.B. bei der Preformscheibe der Faser 577s ein blau fluoreszierender Ring zu erkennen. Dieser wurde den *MCVD*-abgeschiedenen Diffusionssperrschichten aus Phosphor zugeordnet [78] und ist somit herstellungsbedingt aufgetreten. Der Kernbereich fluoreszierte bei Ce-dotierten Proben (818s, 910s) sehr intensiv blau, bei Yb-dotierten Proben (577s, 572s) gelblich-weiß. Die Absorptions- und Fluoreszenzverläufe der Messungen vor und nach der Belichtung sind im Anhang F dargestellt, werden im Kapitel 4 im Hinblick auf das dotierungsabhängige Absorptionsverhalten sowie den optischen Bandabstand ausgewertet und die Fluoreszenz- und Absorptionsbanden interpretiert.

#### 3.4.2 Belichtung bei verschiedenen Femtosekunden-Laser-Wellenlängen

Die Belichtung der Fasern mit verschiedenen Wellenlängen wurde durchgeführt, um das Wachstumsverhalten der FBGs einerseits in Abhängigkeit der Dotierung, bei fester Wellenlänge, und andererseits in Abhängigkeit der verwendeten Wellenlänge, bei gleicher Dotierungen, zu untersuchen. Dazu wurden die Parameter des Lasersystems so gewählt, dass in der Probefaser (*SMF-28*) ein gutes Gitterwachstum in geringer Belichtungszeit erzielt wurde. Typische Werte dafür sind, bei einer Einschreibewellenlänge von 266 nm, ein Gitter von  $D^* = -21,28 \text{ dB}$  ( $R \geq 99\%$ ) innerhalb von 3 Minuten bei einer Durch-

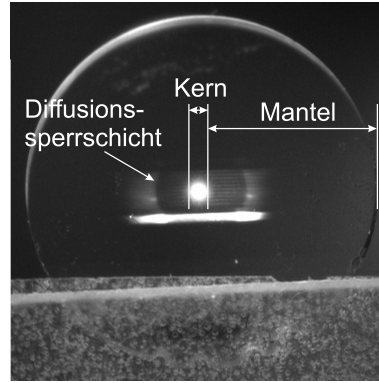


Abb. 3.11: Blick auf die Rückseite einer abgescantten Preformscheibe. Deutlich zu erkennen ist der fluoreszierende Kern und unterhalb der Linienfokus des Laserstrahls. Schwächer sind über die gesamte Kernhöhe vorherige Belichtungspositionen zu erkennen. Ebenso sieht man eine Ringstruktur um den Kern, die Diffusionssperrschichten, und anschließend im Mantelbereich eine stärkere Fluoreszenz.

schnittsleistung von 270 mW hinter einem 4 mm Spalt vor dem Interferometer und einer Fokuslage  $\approx 2$  mm hinter der Faser. Der Spalt wurde dabei genutzt, um die Außenbereiche des Strahlquerschnitts auszublenden und die Gitterlänge zu definieren. Für 400 nm Einschreibewellenlänge, einem Spalt von 6 mm, 1,07 W Leistung, etwa 15 min Belichtung mit dem Fokus etwa 1 mm hinter der Faser, ergab sich eine Reflektivität von etwa 20 %. Blende, Lage des Fokus und Leistung wurden auf optimales Gitterwachstum ausgerichtet.

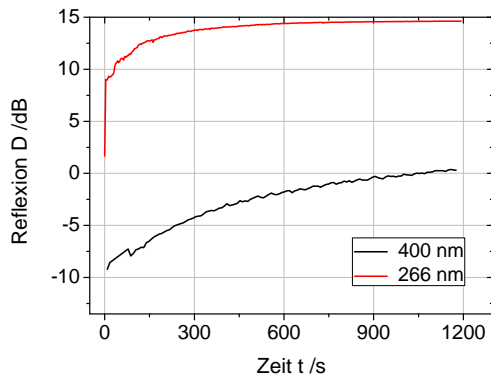


Abb. 3.12: Aufgenommene Wachstumskurven  $D(t)$  bei Belichtung mit 266 nm- und 400 nm-fs-Pulsen.

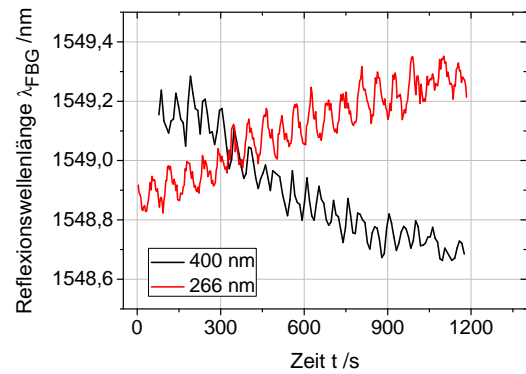


Abb. 3.13: Typischer Verlauf der Braggwellenlänge  $\lambda_{\text{FBG}}(t)$  bei 266 nm- und 400 nm-fs-Belichtung.

Typische Wachstumskurven für die Belichtung bei 266 nm und 400 nm sind in Abbildung 3.12 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Wachstum bei 400 nm wesentlich langsamer von statten geht als bei 266 nm. Innerhalb von wenigen Minuten ist bei 266 nm ein hochreflektierendes Gitter (15 dB entsprechen 100 %) entstanden. Die Braggwellenlänge zeigt bei 400 nm ebenfalls ein anderes Verhalten als bei 266 nm (Abb. 3.13). Typisch für UV-Belichtung, Excimer-Laser mit eingeschlossen, ist ein Anstieg der Reflexionswellenlänge. Bei 400 nm wurde bei allen verwendeten Fasern ein Abfall der Braggwellenlänge

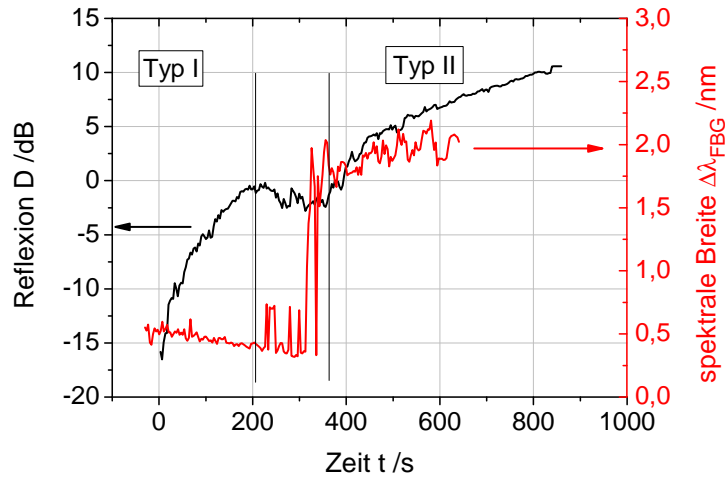


Abb. 3.14: Darstellung des Typ-I- und Typ-II-Gitterwachstums bei 400 nm-fs-Belichtung mit dem typischen Verhalten der Reflexion und der spektralen Breite des FBGs.

beobachtet. Ebenso fiel ein Einbruch im Reflexionsspektrum auf (siehe Abb. 3.14, zwischen 200 s und 400 s). Nach dem Typ-I-Gitterwachstum entstanden Gitter mit einem sehr inhomogenen, breiten Spektrum und es war nicht möglich, hochreflektierende Typ-I-Gitter zu erzeugen.

Die Fasern wurden in den Messreihen, die in Abschnitt 3.2 genannt wurden, bei 266 nm und 400 nm belichtet, ohne dass innerhalb einer Messreihe die Laser- oder Interferometerparameter geändert wurden. Außerdem wurden auch Messreihen durchgeführt, bei denen die Laserdurchschnittsleistung bei beiden Wellenlängen geändert wurde. Damit sollte die Leistungsabhängigkeit des Gitterwachstums, speziell des Typ-II-Gitterwachstum bei 400 nm, untersucht werden. Um den Einfluss von Laserschwankungen und der Interferometerdejustage auf die Messreihen so gering wie möglich zu halten, wurden Laserleistung und Interferometerjustage ständig überprüft und ggf. korrigiert. In der Abbildung 3.13 ist eine Modulation der Reflexionswellenlänge zu erkennen, die auch in Abbildung 3.12 bei der Reflexion auftritt. In ihrer Periode (50-60 s) stimmt sie mit beobachteten Leistungsschwankungen des Laser überein und konnte darüber den Temperaturschwankungen der Kühlung (*Optitemp*, Kühlung des RGA) zugeordnet werden. Neben Laserinstabilitäten beeinflusst auch das Einlegen der Faser in die Klemmhalterungen die Faserposition und damit das Wachstum. Um die Güte der Messung zu erhöhen, wurden mehrere Belichtungen bei unveränderten Laser- und Interferometerbedingungen an jeder Faser durchgeführt. Die im Teilabschnitt 3.4.1 beschriebenen Fluoreszenzen konnten bei der Belichtung der Fasern ebenfalls beobachtet werden. Besonders auffällig war dabei die rote Mantelfluoreszenz.

### 3.4.3 Belichtung bei verschiedenen Pulsdauern

Zum Vergleich des Gitterwachstumsverhaltens bei verschiedenen Pulsdauern wurde zur 266 nm-Wellenlänge des fs-Lasers ein KrF-Excimer-Laser der Wellenlänge 248,24 nm zur Belichtung ausgewählt, der 20 ns lange Pulse emittiert. Die Belichtungsparameter am Excimer-Laser wurden an die Abschätzung der Energiedichte des fs-Lasersystems angepasst (siehe Anhang A). Bei einer Repetitionsrate von 10 Hz, einer Pulsenergie von 30 mJ, einer Wellenlänge von 248,28 nm und einer Effizienz der Phasenmaske von 0,78 wurde ohne eine fokussierende Linse eine Energiedichte von  $80 \text{ mJ/cm}^2$  erreicht. Mit diesen Einstellungen wurde die hoch Ce-dotierte Faser 910s belichtet, um einen direkten Vergleich zur fs-Belichtung zu erhalten. Sie wurde ausgewählt, weil bei ihr nach Tabelle 3.3 die größte Photoempfindlichkeit zu erwarten war. Das Ergebnis ist in Abschnitt 4.2.3 dargestellt und mit der fs-Belichtung verglichen.

### Vergleich der Dotierung bei ns-Belichtung

Neben diesem sehr speziellen Vergleich für die Faser 910s sollten, für einen Vergleich der Photoempfindlichkeit von fs- und ns-Belichtung bezüglich der Dotierung, weitere Fasern belichtet werden. Um ein schnelleres Gitterwachstum zu erreichen, wurde eine ns-Energiedichte von  $550 \text{ mJ/cm}^2$  eingestellt. Neben Faser 910s wurden auch die 914s, 753s, 729s, 572s und 497s belichtet (Wachstumskurven siehe Abb. 3.15). In allen Ce-dotierten Fasern konnten schwach reflektierende Gitter erzeugt werden, in der Yb-dotierten 572s nur ein sehr schwaches Gitter. Die Belichtung der Faser 497s (ohne Yb- oder Ce-Dotierung) zeigte keinen Effekt.

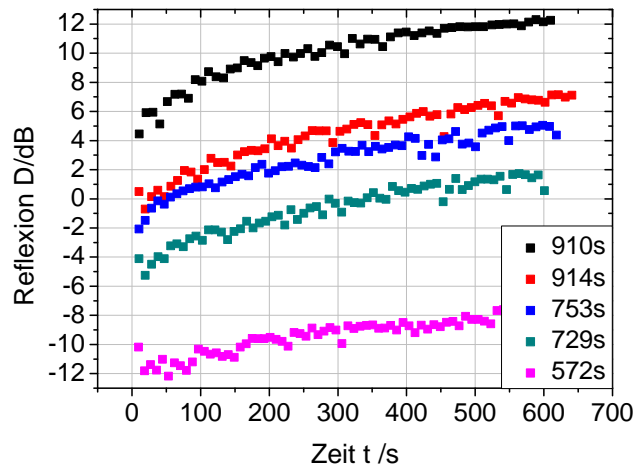


Abb. 3.15: Messwerte der Gitterreflektivitäten bei Belichtung am Excimer-Laser mit einer Energiedichte von  $550 \text{ mJ/cm}^2$ .

## 4 Auswertung und Ergebnisse

### 4.1 Induzierte Absorptions- und Fluoreszenzänderungen

Durch Belichtung der Preformscheiben mit 266 nm-fs-Pulsen konnten Änderungen in den Absorptions- und Fluoreszenzeigenschaften erzeugt werden, die messtechnisch nachzuweisen und auszuwerten waren. Die erhaltenen Ergebnisse werden in diesem Abschnitt im Einzelnen genannt und interpretiert. Sie zeigen, dass eine intrinsische Photoempfindlichkeit der seltenerd-dotierten Gläser vorhanden und mit der Bildung spezifischer Defekte in den Gläsern verbunden ist, und für das FBG-Einschreiben ausgenutzt werden kann. Zusammenfassend ist die induzierte Absorption in Abbildung 4.1 dargestellt. Sie wurde bestimmt, indem die Absorptionsspektren der unbelichteten Preformscheiben von den Absorptionsspektren belichteten Proben subtrahiert wurden. Die vollständigen Einzelmessungen sind im Anhang F dargestellt.

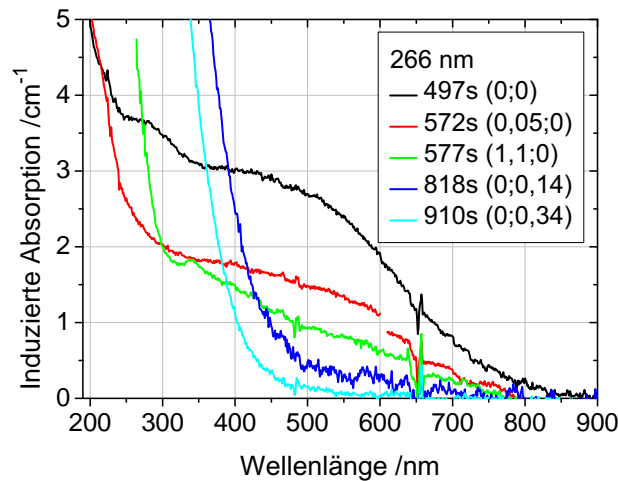
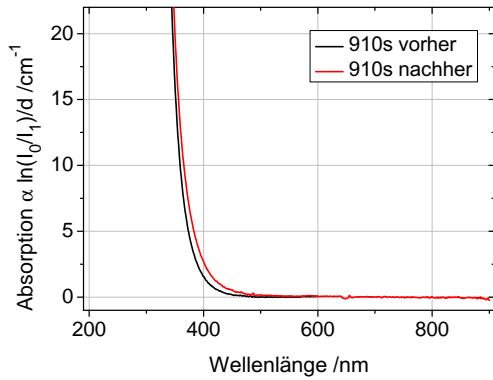


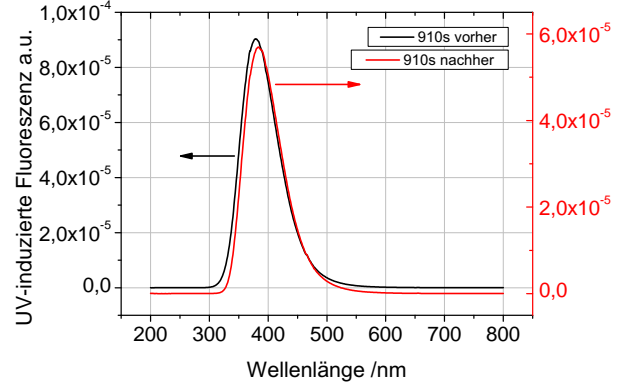
Abb. 4.1: Darstellung der induzierte Absorption durch 266 nm-fs-Bestrahlung, bestimmt für die belichteten Preformscheiben, die den Fasern entsprechen, welche in der Arbeit untersucht wurden. Neben der Fasernummer ist in der Legende der  $(\text{Yb}_2\text{O}_3;\text{Ce}_2\text{O}_3)$ -Dotierungsgehalt angegeben.

In den beiden Ce-dotierten Proben (818s und 910s) ist die Absorptionskante durch die Mikrostrukturierung zu größeren Wellenlängen hin verschoben (siehe Abb. 4.2a). Eine Änderung in den 4f-5d-Übergängen bei  $\lambda < 290$  nm konnte nicht analysiert werden, weil die Übergänge in den 1 mm dicke Proben nicht aufgelöst werden konnten.

#### 4.1 Induzierte Absorptions- und Fluoreszenzänderungen

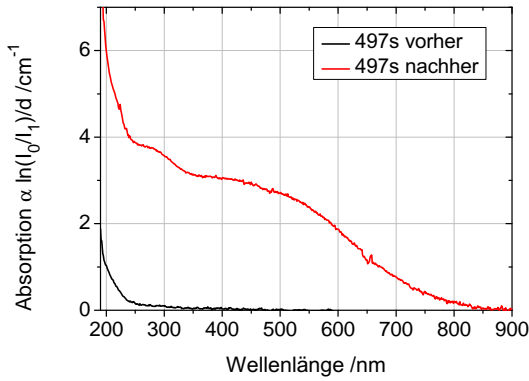


(a) Absorptionsmessung an Preform 910s.

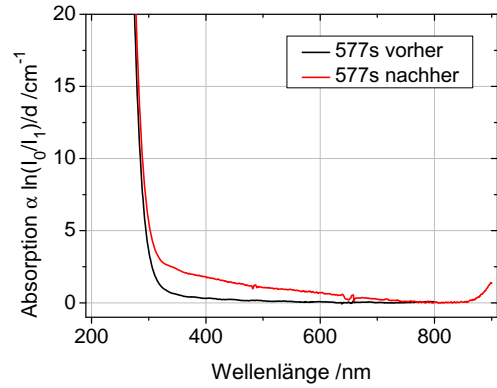


(b) Fluoreszenzmessung an Preform 910s.

Abb. 4.2: Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz mit einer Deuteriumlampe an der Cer-dotierten Preformscheibe 910s.



(a) Absorptionsmessung Preform 497s.



(b) Absorptionsmessung Preform 577s.

Abb. 4.3: Messungen der Absorption an der Referenzprobe ohne Ytterbium 497s und der Yb-dotierten Preformscheibe 577s.

Die Referenzprobe ohne Ytterbium- und Cer-Dotierung (siehe Abb. 4.3a) zeigt die größten Änderungen im Absorptionsspektrum. Zwischen 300 nm und 800 nm entstand durch die Belichtung ein breiter Absorptionsbereich. Dieser besteht vermutlich aus mehreren überlagerten Absorptionsbändern. Der steile Anstieg zwischen 200 nm und 250 nm wird verschiedenen Elektronenzentren ( $\text{PO}_4\text{-EC}$  [22],  $\text{Si-EC}$ ) zugeordnet, die Bande um 290 nm einem Al-Elektronenzentrum und um 500 nm Al-OHCs mit mehreren Banden. Wird bei gleichem P-Al-Gehalt Ytterbium zugegeben, fällt die breite Absorption wesentlich schwächer aus (siehe Abb. 4.3b). Die in 497s deutliche Al-EC-Bande ist verschwunden und lässt sich über das Vorliegen von  $\text{Yb}^{2+}$ -Ionen, als typische Elektronenfänger, erklären.

Die Fluoreszenzspektren zeigen deutlichere Änderungen durch die 266 nm-fs-Bestrahlung. Aufgrund fehlender Literaturstellen können sie den Defekten nur schwer zugeordnet wer-

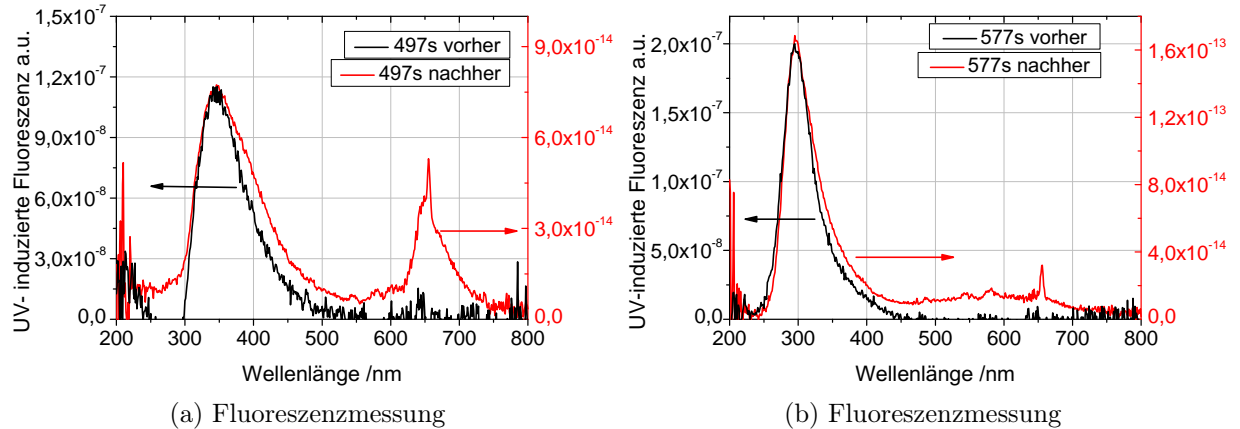


Abb. 4.4: Messungen der UV-angeregten Fluoreszenz mit einer Deuterium-Halogen-Lampe an der Referenzprobe ohne Ytterbium 497s und der Yb-dotierten Preformscheibe 577s. Die scharfen Peaks bei 650 nm sind charakteristisch für die verwendete Lichtquelle (siehe Abb. F.8).

den. Bei den Ce-Proben (Abb. 4.2b, F.3b [S. 88]) tritt, neben einer Verschiebung des  $\text{Ce}^{3+}$ -Fluoreszenzpeaks zu größeren Wellenlängen, nur eine sehr schwache Bande bei etwa 655 nm auf (siehe F.2 [S. 88]). Letztere kann in fast allen Proben beobachtet werden und ist der typisch roten Fluoreszenz der NBOHCs zuzuschreiben. Die Proben 497s und 572s zeigen beide eine Fluoreszenzbande bei 344 nm, die in Probe 577s überdeckt wird (vgl. Abb. 4.4a und 4.4b). Dafür tritt in allen drei (Yb-) Al-P-dotierten Faserkernen unterhalb von 300 nm eine Bande auf (bei 497s und 572s schwach im Vgl. zum 344 nm-Peak). Betrachtet man den Peak der Probe 577s bei 297 nm genauer, ist eine Asymmetrie zu erkennen, die einerseits auf eine Bande bei 344 nm und andererseits auf eine Überlagerung mit der Absorptionskante hinweist (vgl. Absorptionsspektrum). Die Konkurrenz der beiden Peaks hängt demnach mit dem Yb-Gehalt zusammenhängen. Eine breite Fluoreszenzbande zwischen 450 nm und 600 nm ist bei den beiden Yb-Proben zu erkennen, aber nicht bei der Probe 497s. Sie hat ihre Ursache wahrscheinlich ebenfalls in der Yb-Codotierung. Bei allen drei Proben wird um 400 nm eine schwache Bande vermutet, die bei Proben mit höherem P-Gehalt deutlicher auftritt (vgl. Abb. F.7 [S. 90]) und deshalb einem Defekt in Verbindung mit Phosphor zuzuordnen ist.

## 4.2 Vergleich der Wachstumskurven bei verschiedenen Belichtungsregimes

Im Folgenden werden die Wachstumskurven, deren Messung Abschnitt 3.4 beschreibt, unter den Gesichtspunkten der verschiedenen genutzten Wellenlängen und Pulsdauern verglichen. Im Einzelnen wird auf den Einfluss der Dotierung und auf Besonderheiten, die sich unter bestimmten Belichtungs- und Dotierungsbedingungen ergeben, eingegangen. Dazu wird im ersten Teilabschnitt das Vorgehen zur Auswertung der aufgenommenen

Wachstumskurven beschrieben und erklärt.

### 4.2.1 Auswertung der aufgenommenen Wachstumskurven

Die Auswertung der aufgenommenen Wachstumskurven beinhaltet die Umrechnung der Reflexionswerte des FBGs in die Reflektivität, die üblicherweise angegeben wird, sowie eine nichtlineare Kurvenanpassung an die Messwerte (Fit). Der Fit ist notwendig, um aus den Mehrfachbelichtungen einer Faser unter gleichen Belichtungsbedingungen eine aussagefähige Wachstumskurve zu bestimmen. Die ermittelte Fitfunktion ist repräsentativ und kann mit anderen Wachstumskurven in den folgenden Abschnitten verglichen werden. Die Mehrfachbelichtungen wurden zur Verminderung des Einflusses zufälliger Fehler durchgeführt (vgl. Abschnitt 3.4.2).

Die Messkurven wurden mit *Origin 8.0* ausgewertet und eine  $\tanh^2$ -Funktion an die Messwerte angepasst. Die  $\tanh^2$ -Funktion erklärt sich aus Gleichung 2.14 [S. 11], denn es gilt für die Reflektivität  $R$ :

$$R = \tanh^2(\kappa_{AC} \cdot L), \quad (4.1)$$

mit dem Kopplungskoeffizient  $\kappa_{AC} = \eta\pi\Delta n_{AC}/\lambda_{\text{FBG}}$ . Hierfür wurde die Brechzahländerung  $\Delta n_{AC}(t)$  untersucht, auf funktionelle Zusammenhänge wie  $L \cdot \eta/\lambda_{\text{FBG}} = f(t)$  konnte nicht eingegangen werden. In der Literatur [67] wird ein exponentieller Zusammenhang  $\Delta n_{AC} = \Delta n_{\text{max}}(1 - e^{-At^b F^c})$  favorisiert. In diesem Ansatz wird für lange Wachstumszeiten  $t$  der Maximalwert der Brechzahlmodulation  $\Delta n_{\text{max}}$  erreicht. Wie schnell dieser erreicht wird, hängt von den Konstanten  $A, b, c$  und der Energiedichte  $F$  ab. Ein exponentieller Ansatz ist ebenso typisch für die Beschreibung von Defektbildungen in Gläsern [61, 64]. Der Maximalwert  $\Delta n_{\text{max}}$  ist dabei proportional zu den anfänglich vorhandenen Defekten, die bei der Belichtung gebleicht werden und damit die Photosensitivität des Materials ausmachen. Eine Näherung des exponentiellen Ansatzes liefert der Potenzansatz

$$\Delta n_{AC} \sim At^b F^c, \quad (4.2)$$

welcher unter anderem von *Erdogan et al.* [4, 28] zum Fit der Wachstumskurven benutzt wurde. Der Proportionalitätsfaktor  $A$  wird als materialabhängig betrachtet und hängt nach [67] vom Absorptionsquerschnitt der Defektvorläufer ab. In der Aussage, ob  $b$  konstant oder materialabhängig ist, widersprechen sich die Veröffentlichungen ([4, 28, 61, 64, 67]) teilweise, außerdem wurde diesem Parameter noch keine eindeutige physikalische Bedeutung zugeordnet. Der Vorschlag, dass eine Abhängigkeit von der strahlungsabhängigen Relaxationswahrscheinlichkeit der gebildeten Defekte besteht, lässt sich in [55] finden. In der vorliegenden Arbeit wird der Parameter  $b$  als materialabhängig aber zeitlich konstant betrachtet. Die Potenzabhängigkeit der Energiedichte  $F$  wurde für die zeitliche Charakterisierung der Wachstumskurven nicht betrachtet, weil sie innerhalb der Messreihe konstant war. Über diese Abhängigkeit lassen sich aber Aussagen über die Art der Absorptionsprozesse machen. Die Konstante  $c$  steht dann für die Anzahl der Photonen, die notwendig ist, die Bandkante des Materials zu überwinden. Somit kann eine Unterscheidung von Ein- und Zweiphotonenabsorption vorgenommen werden, auf die Abschnitt 4.3.2 eingegangen wird.



Als Fitfunktion für die Wachstumskurven wurde nach den vorangegangenen Betrachtungen

$$R = 1 - T = C \cdot \tanh^2(t_0 + a \cdot t^b) \quad (4.3)$$

gewählt. Die einzelnen Komponenten sind  $R$ , die maximale Reflektivität bei Messung in Reflexion;  $T$ , der Minimalwert der Verlustkurve in Transmission;  $C$ , die maximale Gitterreflektivität;  $t_0$ , eine Zeitkorrektur und  $a$  und  $b$  sind die Kurvenform-bestimmenden Parameter. Nach Gleichungen 4.1 und 4.2 wurde der Parameter  $a$  in 4.3 eingesetzt als  $a = \eta\pi AF^c L / \lambda_{FBG}$ . Zusätzliche Verluste, die zu einer Transmissionsänderung führen können, wurden in Gl. 4.3 vernachlässigt.

Aus den aufgezeichneten Messwerten  $D(t)$  wurde über Gleichung 3.1 [S. 32] mit der entsprechenden Brechzahl (siehe Tab. 3.3 [S. 30]) die Gitterreflektivität  $R$  berechnet. Mit dem Fit wurden die Parameter  $a$  und  $b$ , ggf. auch  $t_0$  und  $C$ , bestimmt. Für jede Faser wurden drei Messungen unter gleichen Bedingungen durchgeführt, sodass zu einer Belichtungseinstellung drei Sätze von Fitparametern  $a, b, t_0, C$  ermittelt wurden. Die Parameter für die repräsentative Fitkurve wurden aus den jeweils drei Werten gemittelt. Es ergibt sich damit eine Fitkurve pro Faser und Belichtungseinstellung, die bei gleichen Belichtungsbedingungen mit anderen Fasern in den folgenden Abschnitten verglichen wird.

### 4.2.2 Vergleich der Wachstumskurven bei der Belichtung mit verschiedenen Femtosekunden-Laser-Wellenlängen

Dieser Abschnitt befasst sich mit dem Vergleich der Wachstumskurven der FBGs, eingeschrieben bei 266 nm und 400 nm in verschieden seltenerddotierten Fasern. Außerdem wird das Wachstumsverhalten bei 266 nm und 400 nm verglichen und auf die Besonderheit der Typ-II-Gitterbildung bei 400 nm-Belichtung eingegangen.

Die graphischen Darstellungen der Wachstumskurven in Abhängigkeit der Dotierung sind auf den folgenden Seiten zu finden. Neben der Yb-Al-, Ce-Al- und Yb-Ce-Al-Reihen bei 266 nm und 400 nm ist auch ein Vergleich zwischen verschiedenen Dotierungen, inklusive Standardfaser SMF-28, in Abbildung 4.8 dargestellt. Weil es um die qualitative Analyse der Wachstumskurven untereinander geht, wurde auf die Angabe der Fitfunktionen verzichtet.

Die **Ce-Al-Reihe** zeigt für 266 nm bei steigendem Ce-Gehalt (914s→910s→912s) ein deutlich schnelleres Gitterwachstum (siehe Abb. 4.5a). Innerhalb weniger Minuten ist es möglich, hochreflektierende Gitter herzustellen. Bei 400 nm-Belichtung ist das Gitterwachstum der hochdotierten Faser 912s langsamer als für die schwächerdotierten Fasern 910s und 914s. Es wird vermutet, dass die stärkere Multimodigkeit der Faser der Grund des gegenteiligen Verhaltens im Vergleich zu 910s und 914s ist. Nach Tabelle 3.3 [S. 30] ist die 3M-cut-off-Wellenlänge der Faser 912s größer als die, durch das Interferometer festgelegte Braggwellenlänge von etwa 1550 nm (vgl. Tab. 3.1). Damit sind in Faser 912s sechs Moden, in 910s und 914s nur drei Moden ausbreitungsfähig. Es ist möglich, dass der Rückreflex der Grundmode bei 1550 nm durch das Bragg-Gitter mit den fünf weiteren Moden koppelt und damit erfährt die Grundmode einen Verlust, der zu einer Verminderung des Reflexes führt. Dass dieser Effekt bei 266 nm nicht zu bemerken war, kann an

## 4.2 Vergleich der Wachstumskurven bei verschiedenen Belichtungsregimes

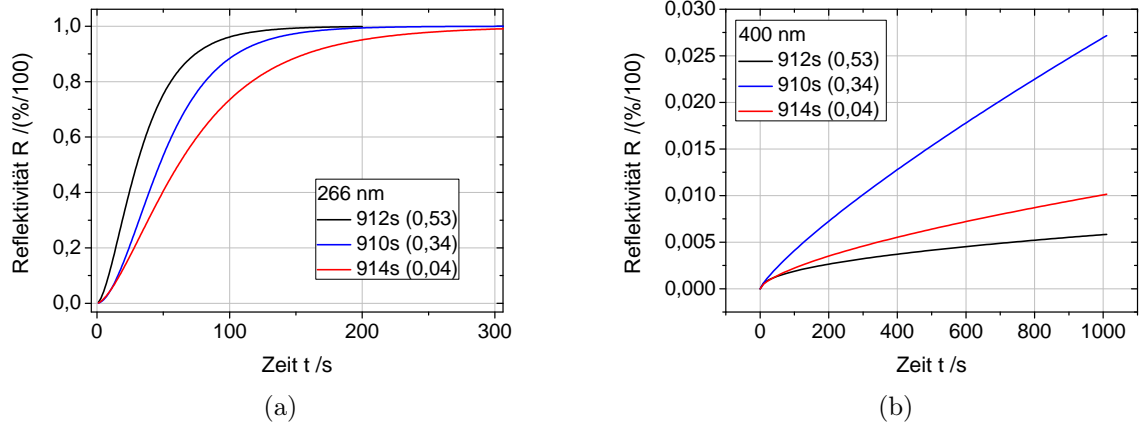


Abb. 4.5: Gitterwachstumskurven der Ce-Al-Serie bei Belichtung mit 266 nm 4.5a und 400 nm 4.5b. Neben der Fasernummer ist in der Legende der  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ -Dotierungsgehalt in Klammern angegeben.

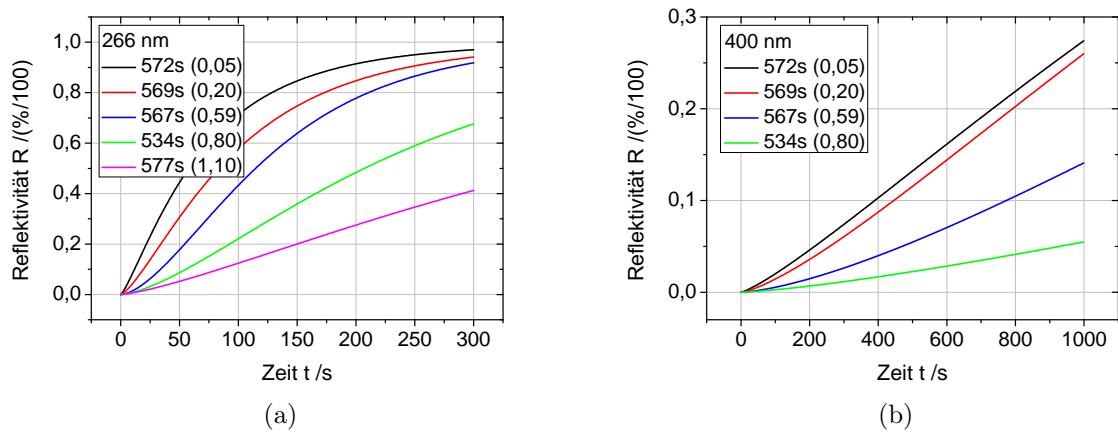
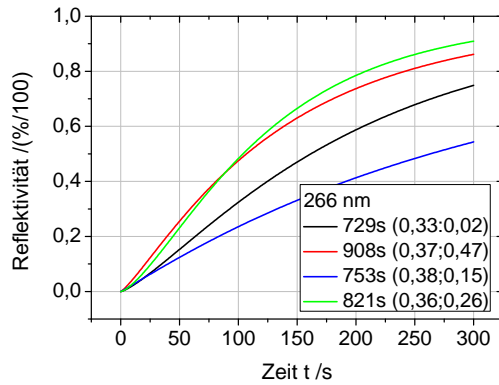
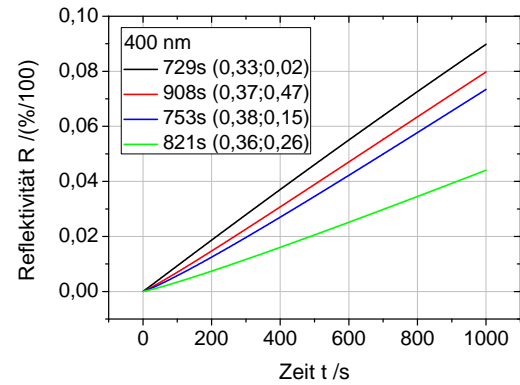


Abb. 4.6: Gitterwachstumskurven der Yb-Al-Serie bei Belichtung mit 266 nm 4.6a und 400 nm 4.6b. Neben der Fasernummer ist in der Legende der  $\text{Yb}_2\text{O}_3$ -Dotierungsgehalt in Klammern angegeben.

## 4.2 Vergleich der Wachstumskurven bei verschiedenen Belichtungsregimes

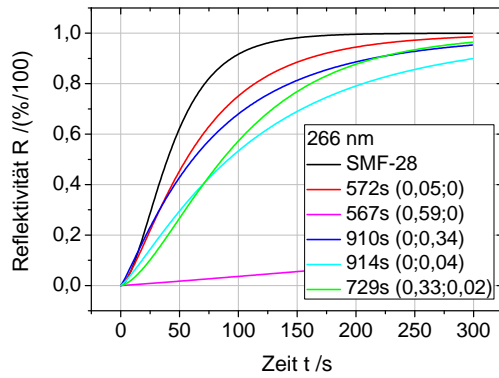


(a)

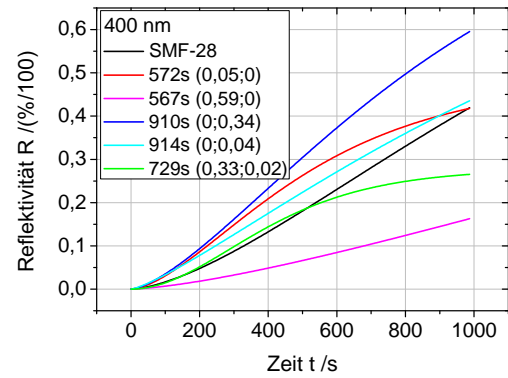


(b)

Abb. 4.7: Gitterwachstumskurven der Yb-Ce-Al-Serie bei Belichtung mit 266 nm 4.7a und 400 nm 4.7b. Neben der Fasernummer ist in der Legende der  $(\text{Yb}_2\text{O}_3;\text{Ce}_2\text{O}_3)$ -Dotierungsgehalt angegeben.



(a)



(b)

Abb. 4.8: Gitterwachstumskurven in Fasern verschiedener Dotierung bei Belichtung mit 266 nm 4.8a und 400 nm 4.8b. Neben der Fasernummer ist in der Legende der  $(\text{Yb}_2\text{O}_3;\text{Ce}_2\text{O}_3)$ -Dotierungsgehalt angegeben.

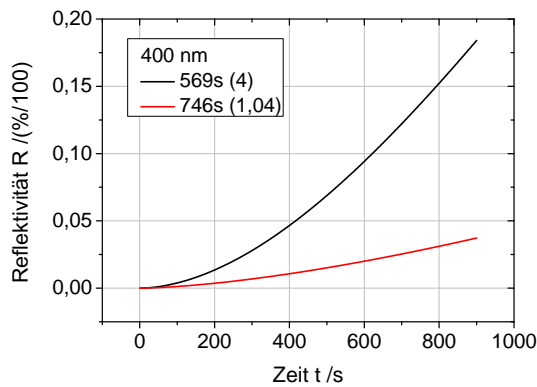
dem erzeugten Reflexionsgitter liegen, welches auch als Streuquelle wirken kann.

Bei der **Yb-Al-Reihe** ist ein deutlicher Trend sowohl für 266 nm als auch 400 nm zu erkennen. Für beide untersuchte Wellenlängen verlangsamt sich das Gitterwachstum bei steigendem Yb-Gehalt der Fasern (572s→569s→567s→534s→577s) (Abb. 4.6).

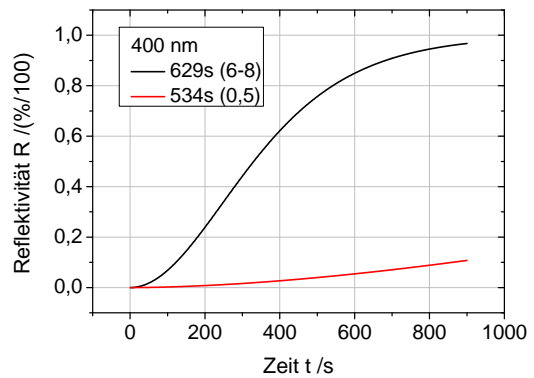
In der **Dotierungsreihe Yb-Ce-Al** ist kein Bezug zwischen dem Gitterwachstum und der Dotierung zu erkennen (Abb. 4.7).

Die getroffenen Aussagen bestätigen sich beim **Vergleich verschiedener Dotierungen** (Abb. 4.8). Ein Vergleich der Fasern 572s und 567s zeigt wieder ein langsamerer Gitterwachstum mit steigendem  $\text{Yb}_2\text{O}_3$ -Gehalt und ein Vergleich von 910s und 914s wieder ein schnelleres Gitterwachstum mit steigendem  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ -Gehalt. In der Grafik ist ebenfalls ein Vergleich mit einer Ge-dotierten Standardfaser (SMF-28) enthalten. Bei 266 nm zeigt sie das schnellste Gitterwachstum. Im Gegensatz dazu wachsen bei 400 nm-Belichtung Gitter in den beiden Ce-dotierten Fasern 910s und 914s schneller. Ein auffälliges Verhalten ist für Faser 729s und 572s bei 400 nm-Belichtung zu erkennen. Sichtbar ist ein deutlich flacherer Anstieg der Wachstumskurven, der sonst erst bei Reflektivitäten gegen  $R = 1$  auftritt. Dieses Verhalten stimmt mit den Beobachtungen, die in Abschnitt 3.4.2 geschildert wurden, überein und ist typisch für die Endphase des Typ-I-Gitterwachstums, bevor bei längerer Belichtung die Typ-II-Gitterstruktur das Gitterspektrum und seine Eigenschaften dominiert. In der Yb-Al- (Abb. 4.6b) und Yb-Ce-Al-Reihe (Abb. 4.7b) war aufgrund anderer Belichtungsparameter, wie dem Fokusabstand zur Faser und der Durchschnittsleistung, dieses Verhalten nicht zu bemerken.

Bei 400 nm wurden zudem noch zwei spezielle Faservergleiche angestellt, um den Einfluss des Phosphor- und Aluminiumgehaltes zu veranschaulichen (Abb. 4.9). Deutlich erkennbar ist ein schnelleres Gitterwachstum mit steigendem Al- sowie P-Gehalt.



(a) Verschiedene  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Gehalte.



(b) Verschiedene  $\text{P}_2\text{O}_5$ -Gehalte.

Abb. 4.9: Vergleich der Wachstumskurven bei verschiedenen Phosphor- und Aluminiumgehalten unter 400 nm-Belichtung. In Klammern wurden die  $\text{Al}_2\text{O}_3$  bzw.  $\text{P}_2\text{O}_5$ -Gehalte der Fasern angegeben, Yb- und P- bzw. Al-Codotierung wurden vergleichbar gewählt.

Zusammenfassend lassen sich folgende Aussagen zum Gitterwachstum in Abhängigkeit von der Dotierung bei 266 nm- und 400 nm-Einschreibewellenlänge treffen: Ein schnel-

leres Gitterwachstum kann durch Erhöhung des  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ -Gehalts, bei konstanter P- und Al-Konzentration, und des  $\text{P}_2\text{O}_5$ - und  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Gehalts, bei konstanter Yb-Konzentration, erzielt werden. Eine Erhöhung des  $\text{Yb}_2\text{O}_3$ -Gehalts führt bei konstanter P- und Al-Konzentration zu einer Hemmung des Gitterwachstums. Bei Mischdotierungen von  $\text{Ce}_2\text{O}_3$  mit  $\text{Yb}_2\text{O}_3$  lassen sich keine Aussagen über den Trend im Gitterwachstum bei gezielter Änderung der Dotierung treffen. Das kompliziertere Verhalten der Mischdotierungsreihe lässt sich mit dem gegenläufigen Verhalten der Ce- und Yb-Dotierungsreihen begründen.

Für einen direkten **Vergleich der beiden fs-Einschreibewellenlängen** können die Wachstumskurven einerseits über der Belichtungszeit dargestellt werden, wie es bis jetzt der Fall war (z.B. Abb. 3.12 [S. 35]), oder, in Anbetracht der verschiedenen Pulsenergie-dichten bei 266 nm und 400 nm, über dem Gesamtenergiedichte-eintrag. Die Berechnung der Energiedichte für Belichtung am fs-Laser ist im Anhang A erläutert. Der Gesamteintrag wird anschließend mit der Repetitionsrate  $R_{\text{rep}}$  und der Belichtungszeit  $t$  berechnet über  $F_{\text{ges}} = F \cdot R_{\text{rep}} \cdot t$ . In Abbildung 4.10 ist der Vergleich zwischen 400 nm- und 266 nm-Belichtung dargestellt und es ist deutlich zu erkennen, dass das Gitterwachstum bei gleichem Energiedichte-eintrag für 266 nm-Belichtung wesentlich weiter fortgeschritten ist als für 400 nm-Belichtung. Das gilt für optimale Belichtungsbedingungen bei 266 nm und 400 nm für die gleiche Faser und zeigt, dass die Darstellung des Wachstums über dem Energiedichte-eintrag analog zur Darstellung des Wachstums über der Zeit ist (vgl. Abb. 4.10 und Abb. 3.12 [S. 35]). Somit können beide Darstellungen qualitativ als äquivalent betrachtet werden. Die Erkenntnis aus beiden Darstellung ist, dass bei 266 nm eine größere Photoempfindlichkeit der dotierten Fasern vorliegt.

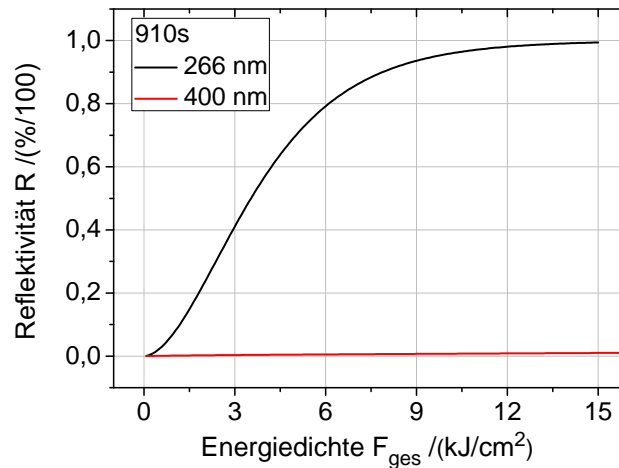
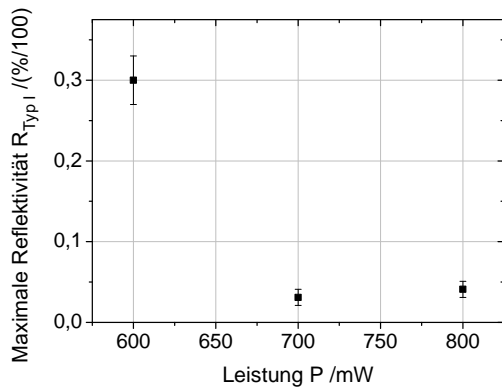


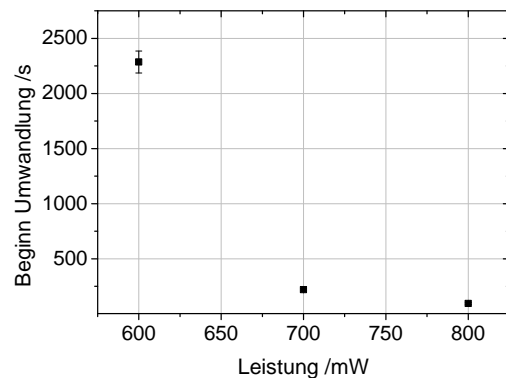
Abb. 4.10: Vergleich beider Einschreibewellenlängen am Gitterwachstum der Faser 910s. Dargestellt wurde die Reflektivität beim Einschreiben über der eingetragenen Energiedichte.

Ein weiterer entscheidender Unterschied zwischen den Belichtungswellenlängen ist die **Bildung von Typ-II-Gitterstrukturen** bei 400 nm-Belichtung. Auf sie wurde schon bei den Belichtungen (Abb. 3.14) und bei den Wachstumskurven für die verschiedenen Dotierungen (Abb. 4.8) hingewiesen. Das beobachtete Wachstumsverhalten in Abbildung

3.14 soll an dieser Stelle für weitere Auswertungszwecke in drei Abschnitte untergliedert werden. Am Anfang der Belichtung wächst ein Typ-I-Gitter. In diesem Bereich sinkt die spektrale Breite des FBGs und auch die Braggwellenlänge, wie es typisch für 400 nm-Belichtung ist (vgl. Abb. 3.13) ist. Der Zwischenbereich ist charakterisiert von einem Abfall der Reflexionsstärke und dem Wachsen von starken Nebenpeaks im Spektrum, die zur spektralen Verbreiterung der Reflexion führen. Zu beachten ist, dass der Maximalwert der Typ-I-Reflexion kleiner 0 dB ist, d.h. das Gitter ist nur sehr schwach reflektierend ( $R < 3\%$ ). Nach dem Zwischenbereich hat sich die spektrale Breite des Gitters vervierfacht und die Reflexion wächst wieder mit steigender Belichtungszeit an, ohne weitere Auffälligkeiten im Wachstum zu zeigen. Um in Zukunft die Typ-II-Bildung bei unterschiedlichen Belichtungsbedingungen voraussagen zu können, wurde die maximale Typ-I-Reflektivität sowie der Zeitpunkt, an dem sie erreicht wurde, in Abhängigkeit von der 400 nm-Laserdurchschnittsleistung untersucht. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.11 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass das Typ-I-Gitterwachstum mit steigender Leistung



(a) Maximale Typ-I-Reflektivität



(b) Umwandlungsbeginn Typ-II-Gitter

Abb. 4.11: Dargestellt ist die maximal erreichte Typ-I-Reflektivität sowie der Zeitpunkt, an dem sie erreicht wurde, für Faser 729s über der Laserdurchschnittsleistung.

eher und bei deutlich geringeren Reflektivitäten überlagert wird. Dabei scheint es ein Minimum der Typ-I-Gitterreflektivität zu geben. Das Typ-II-Gitterwachstum fiel vor allem bei erhöhten Laserdurchschnittsleistungen in den Yb-dotierten Fasern (729s, 572s, 753s, 577s) und in der SMF-28 auf. Um zu überprüfen, ob es sich bei der beobachteten Typ-II-Gitterbildung um eine strukturelle Änderung, eine Zerstörung des Faserkernmaterials, handelt, wurde die Temperaturstabilität eines Typ-II-FBG, geschrieben in Faser 729s, getestet. In Abbildung 4.12 ist die Reflexion sowie die Änderung der Wellenlänge über der Zeit mit den zugehörigen Temperaturangaben dargestellt. Es wird deutlich, dass das Gitter bis zu 1000 °C temperaturstabil ist und damit dem typischen Typ-II-Verhalten entspricht. Das weist auf eine Zerstörung des Faserkerns hin, die zu dem spektral breiten Bragg-Reflex führt, und steht im Gegensatz zur geringen Temperaturstabilität der Typ-I-Gitter, bei denen Defekte erzeugt werden, die bereits bei 500 °C ausheilen können. Zum Abschluss dieses Teilabschnitts soll das Gitterwachstum für verschiedene Laserdurch-

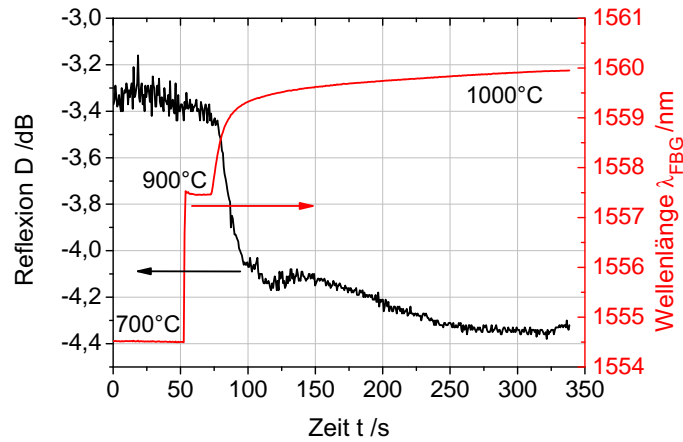


Abb. 4.12: Verhalten der Gitterreflexion und Braggwellenlänge beim Tempern. Bis 1000 °C ist ein Gitter messbar. Die Reflexion ist nicht normiert worden.

schnittsleistungen bei 266 nm-Belichtung verglichen werden. Die untersuchte Faser 910s zeigt dabei ein schnelleres Gitterwachstum bei zunehmender Laserdurchschnittsleistungen (siehe Abb. 4.13), d.h. bei steigender Intensität. Die Verläufe, wie sie für Typ-II-FBGs bei 400 nm aufgetreten sind, konnten bei den verwendeten Leistungen im 266 nm-Betrieb in keiner Faser nachgewiesen werden.

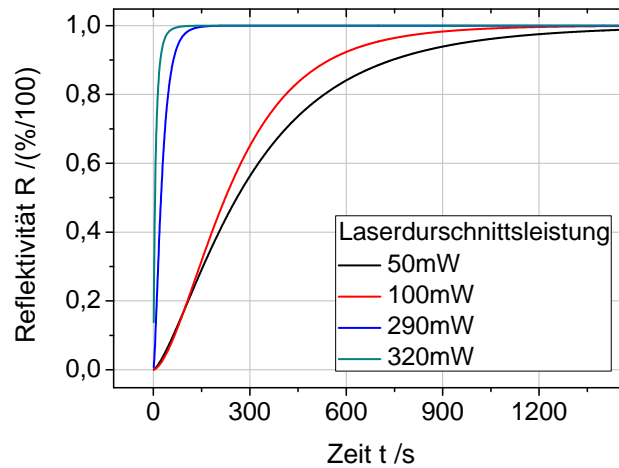


Abb. 4.13: Leistungsabhängigkeit des Gitterwachstums. Das Verhalten der Faser 910s ist repräsentativ für alle untersuchten Fasern in dem 266 nm-fs-Belichtungsregime.

### 4.2.3 Vergleich der Wachstumskurven bei der Belichtung mit verschiedenen Pulsdauern

Um den Einfluss der Pulslänge auf die Gitterentstehung zu untersuchen, werden in diesem Abschnitt die Belichtungen am ns-Laser mit den Belichtungen am fs-Laser verglichen. Außerdem wird der Einfluss der verschiedenen Dotierungen auf die ns-Photoempfindlichkeit dargestellt.

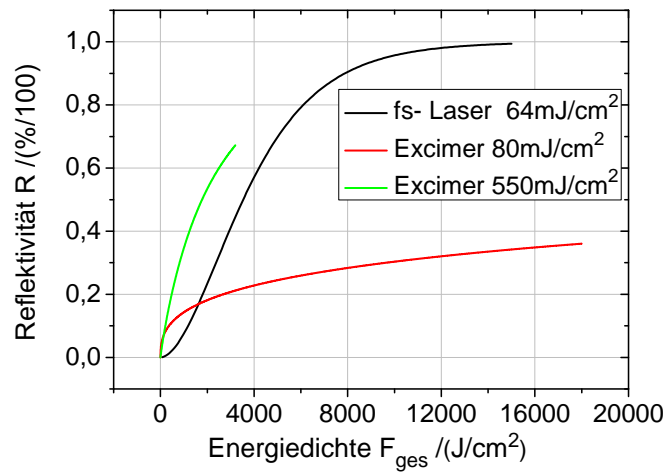


Abb. 4.14: Vergleich des Gitterwachstums zwischen ns-Excimer- und fs-Laser bei etwa gleicher Energiedichte pro Puls. Das Wachstum am Excimer konnte bei Erhöhung der Pulsenergiedichte optimiert werden.

Der Bezug auf die Gesamtenergiedichte ist für den Vergleich der ns- und fs-Wachstumskurven notwendig, da sich Repetitionsrate, exakte Wellenlänge, Strahlprofil, Pulsenergie und Pulsdauer beider Lasersysteme unterscheiden. In Abbildung 4.14 sind die Wachstumskurven für 266 nm-fs- und 248 nm-ns-Laser-Belichtung bei vergleichbaren Pulsenergiedichten dargestellt. Für diesen Fall führt die fs-Belichtung schneller zu hohen Gitterreflektivitäten als die ns-Belichtung. Eine Erhöhung der Energiedichte am Excimer-Laser zeigt ein besseres Einschreibeverhalten, im Sinne eines schnellen Gitterwachstums (siehe Abb. 4.14, grüne Kurve), bei dem das fs-Gitterwachstum übertroffen wird. Beim Vergleich der Kurvenformen ist ein abweichendes Wachstumsverhalten von fs- und Excimer-Laser-Belichtung sichtbar. Dieses Verhalten überträgt sich auch auf die Brechzahlmodulation  $\Delta n_{AC}$ , die aus den Reflektivitätsverläufen nach Gleichung 2.14 [S. 11], mit der entsprechenden Reflexionswellenlänge  $\lambda_{FBG}$  und der Gitterlänge  $L_G$ , abgeschätzt werden kann. Die Verläufe sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Für die 266 nm-Belichtung ist hier bei Energiedichten von  $F_{\text{ges}} = 15 \text{ kJ/cm}^2$  noch keine Sättigung der Brechzahlmodulation sichtbar und es ist einen linearer Zusammenhang zwischen Brechzahlmodulation und Gesamtenergiedichte zu erkennen. Bei ns-Belichtung ist die zu Anfang gebildete Brechzahlmodulation zwar stärker als bei fs-Belichtung, zeigt aber nach wenigen  $100 \text{ J/cm}^2$  einen deutlich flacheren Anstieg. Die erreichte Brechzahlmodulation bei einem Energiedichtebeitrag von



## 4.2 Vergleich der Wachstumskurven bei verschiedenen Belichtungsregimes

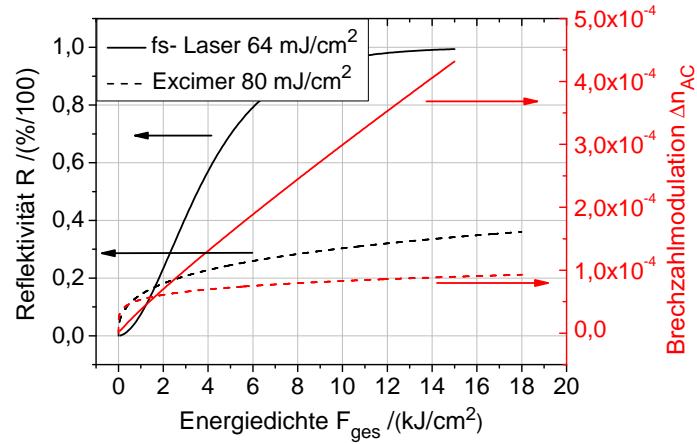


Abb. 4.15: Reflektivität und Brechzahlmodulation über dem Energiedichtebeitrag während der Belichtung am Excimer-Laser mit Nanosekundenpulsen und fs-Laser für Faser 910s. Die Energiedichte pro Puls wurde vergleichbar gewählt.

15 kJ/cm<sup>2</sup> entspricht im Fall der ns-Belichtung nur einem Viertel im Vergleich zur fs-Belichtung. Aus beiden dargestellten Wachstumsverhalten (Abb. 4.14 und 4.15) folgt, dass die Prozesse für die Mikrostrukturierung (Defektbildung) stark intensitätsabhängig sind. Die Pulsdauer und Energiedichte haben somit einen entscheidenden Einfluss auf die Defektbildung.

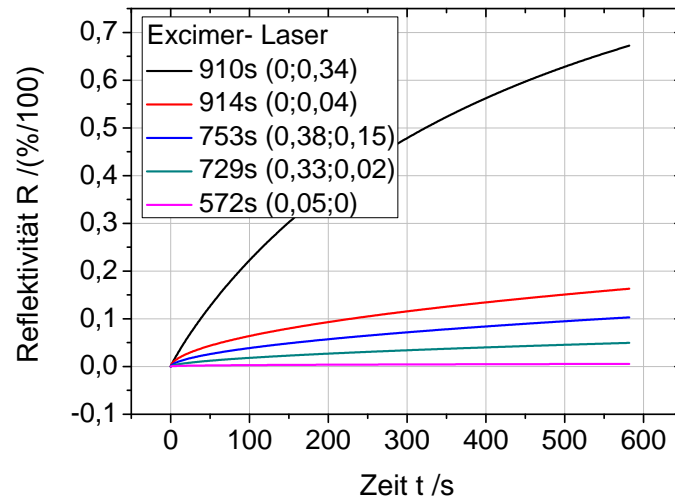


Abb. 4.16: Fitkurven der Messdaten bei Belichtung am Excimer-Laser, mit einer Energiedichte von 550 mJ/cm<sup>2</sup>.

Das Wachstumsverhalten bei ns-Belichtung wird für verschiedene Dotierungen in Abbildung 4.16 gezeigt. Zu erkennen ist, dass Ce-dotierte Fasern ein vergleichbar gutes Gitter-

wachstum zeigen. Dieses nimmt jedoch mit sinkendem Ce-Gehalt (910s→914s) rapide ab und wird durch Codotierung mit Ytterbium zusätzlich verschlechtert.

Zusammenfassend wurde ein stark abweichendes Wachstumsverhalten der Reflektivität bzw. der Brechzahlmodulation bei fs- und ns-Belichtung nachgewiesen. Das Gitterwachstum ist bei ns-Belichtung auf speziell dotierte Fasern beschränkt und zeigt bei einer Pulsenergiedichte, die der bei fs-Belichtung entspricht, ein Sättigungsverhalten der Brechzahlmodulation. Dieses Verhalten spricht für intensitäts- und pulsdauerabhängige Absorptionsprozesse, die der Mikrostrukturierung zugrunde liegen.

## 4.3 Absorptionsvorgänge beim Einschreiben von Bragg-Gittern

Dieser Abschnitt behandelt verschiedene Betrachtungsweisen und Auswertungsansätze für die Charakterisierung der Absorptionsprozesse, die während des Gittereinschreibens stattfinden und zur Defektbildung bzw. Brechzahlmodulation beitragen.

### 4.3.1 Darstellung des linearen Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Dotierung

Die linearen Absorptionskoeffizienten wurden schon in Tabelle 3.3 [S. 30] für die untersuchten Fasern aufgeführt. Sie sollen zur besseren Anschaulichkeit für die jeweiligen Dotierungsreihen in den Abbildungen 4.17 grafisch dargestellt werden. Für die Absorption bei 266 nm ist deutlich zu erkennen, dass sie mit steigendem Dotierungsgehalt zunimmt. Bei Fasern mit Yb-Dotierung entspricht der Absorptionskoeffizient nur einem Sechstel dessen bei Ce-(Co-)Dotierung. Die Absorption der Yb-dotierten Fasern folgt für 400 nm keinem Trend. Wurde wiederum Cer der Faserkomposition zugefügt, ist deutlich ein Anstieg der Absorption mit steigendem Ce-Gehalt sichtbar.

Mit Ausnahme der Yb-Al-Reihe bei 400 nm geht eine steigende lineare Absorption mit steigendem Dotierungsgehalt einher.

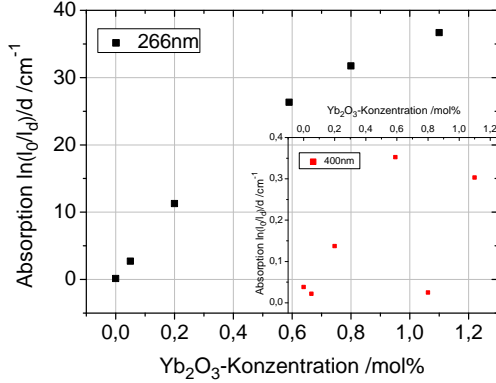
### 4.3.2 Auswertung der anfänglichen Gitterwachstumskurven und Abschätzung bezüglich der Photonenabsorption

In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass es möglich ist, Aussagen über die Absorptionsvorgänge beim Einschreiben aus den Gitterwachstumskurven zu treffen. Repräsentativ für die 266 nm-fs- und 400 nm-fs-Belichtung wurde je eine Faser ausgewertet.

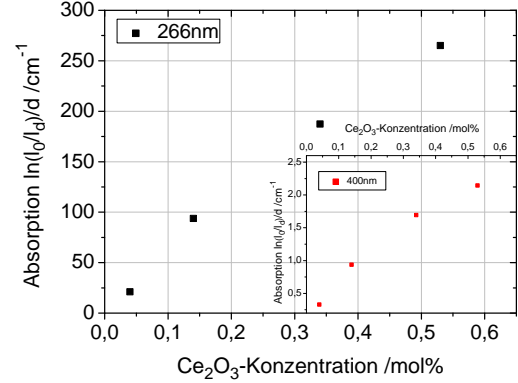
Aus Gleichung 4.2 [S. 41] kann nach [1, 65, 80] die Brechzahlmodulation am Anfang des Gitterwachstums genähert werden zu

$$\Delta n_{AC} \sim AtF^c. \quad (4.4)$$

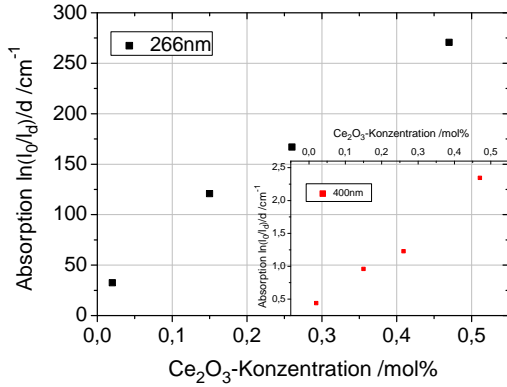
Für die Energiedichte gilt dabei nach Tab. A.2 [S. 79]  $F = E/A_{\text{Spot}} = \eta_{\text{PM}}P/(R_{\text{rep}}A_{\text{Spot}})$ . Es wird angenommen, dass bei einer Änderung der Durchschnittsleistung  $P$  die Spotgröße



(a) Yb-Al-Dotierung



(b) Ce-Al-Dotierung



(c) Yb-Ce-Al-Dotierung

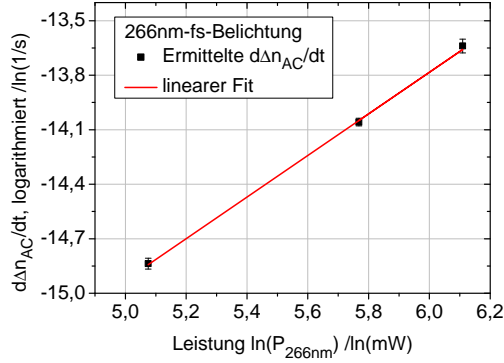
Abb. 4.17: Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von dem jeweiligen Dotierungsgehalt. Zwischen den Koeffizienten der Ce-dotierten Proben für 266 nm besteht eine Größenordnung Unterschied zu denen der Yb-Al-Serie. Damit wird die Yb-Ce-Al-Reihe deutlich von der Ce-Absorption dominiert.

$A_{\text{Spot}}$  gleich bleibt, sodass für  $\eta_{\text{PM}}, R_{\text{rep}}, A_{\text{Spot}} \approx \text{const.}$  gilt

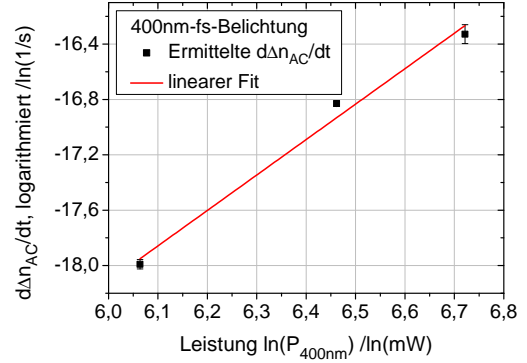
$$\Delta n_{\text{AC}} = \tilde{A} t P^c, \quad (4.5)$$

wobei alle Konstanten in  $\tilde{A}$  zusammengefasst wurden. Zur Auswertung müssen demnach Datensätze für unterschiedliche Belichtungsleistungen genutzt werden, bei denen die Wachstumscharakteristik für kleine Belichtungszeiten aufgezeichnet wurde. Zur Veranschaulichung wurde die Faser 753s für die 266 nm-fs-Belichtung ausgewählt, für die 400 nm-fs-Belichtung die Faser 577s. Für die Auswertung nach Gl. 4.5 muss zuerst die Brechzahlmodulation nach Gl. 2.14 [S. 11] aus der Reflektivität  $R$  bestimmt werden. Als Gitterlänge wurde die Breite des Spalts vor dem Interferometer angenommen. Somit wird die Gitterlänge für verschiedene Leistungen ebenfalls als Konstante angenommen. Wird Gl. 4.5 umgeformt, folgt  $\frac{d\Delta n_{\text{AC}}}{dt} = \tilde{A} P^c$ , mit  $\frac{d\Delta n_{\text{AC}}}{dt}$  als Anstieg der Brechzahlmodulation. Zur Bestimmung der Konstante  $c$ , die letztlich Aufschluss über die Anzahl der absorbierten Photonen zur Defektanregung gibt, wird diese Gleichung logarithmiert und es folgt:

$$\ln\left(\frac{d\Delta n_{\text{AC}}}{dt}\right) = \ln(\tilde{A} \cdot P^c) = \ln \tilde{A} + c \cdot \ln P. \quad (4.6)$$



(a) Fit für 266 nm-fs-Belichtung am Faserbeispiel 753s.



(b) Fit für 400 nm-fs-Belichtung am Faserbeispiel 577s.

Abb. 4.18: Auswertung zur Abschätzung der Anzahl absorbierter Photonen bei der fs-Belichtung.

Die Darstellung Abb. 4.18 zeigt die Funktion 4.6 mit den bestimmten Anstiegen für die Brechzahländerung. Bestimmt wurde die Konstante  $c_{577s}$  hier zu  $2,5 \pm 0,3$ . Für die Auswertung der Faser 729s bei 266 nm-Belichtung ergab sich  $c_{753s} = 1,2 \pm 0,1$ . Im Fall der Belichtung mit 400 nm liegt für Faser 577s demnach mindestens eine Zweiphotonenabsorption vor, für Faser 753s bei 266 nm genügt eine Einphotonenabsorption.

#### 4.3.3 Auswertung der Absorptionsspektren und Abschätzung des optischen Bandabstandes

Eine zweite Möglichkeit, die dominierenden Absorptionsprozesse beim Gittereinschreiben zu bestimmen, bietet eine Analyse der Absorptionsspektren. Um einen direkten Vergleich zu den Ergebnissen aus dem vorangegangenen Teilabschnitt 4.3.2 zu erhalten, werden wieder die Fasern 577s und 753s betrachtet.

Das Absorptionsspektrum von Gläsern kann allgemein über einen Urbach- und Tauc-Bereich charakterisiert werden. Im Urbach-Bereich wird die Materialabsorption durch elektronische Übergänge zwischen lokalisierten Zuständen und der ausgedehnten Bandstruktur bestimmt. Mathematisch lässt sie sich über den exponentiellen Zusammenhang

$$\alpha(h\nu) \sim e^{h\nu/E_U}, \quad (4.7)$$

beschreiben, mit der Absorption  $\alpha$ , der Urbachenergie  $E_U$  und der Photonenenergie  $h\nu$ . Für Photonenenergien im Bereich der Bandkante gilt die Näherung

$$\alpha(h\nu) \sim (h\nu - E_{\text{Tauc}})^2/h\nu, \quad (4.8)$$

die den Tauc-Bereich beschreibt [88]. Dabei ist  $E_{\text{Tauc}}$  vergleichbar mit dem optischen Bandabstand. Mit den Absorptionsdaten für die Fasern 557s und 753s konnte über eine lineare

Näherung von  $\sqrt{h\nu \cdot \alpha}$  über der Photoenergie nach Gl. 4.8 der Bandabstand abgeschätzt werden. In Abbildung 4.19 ist diese Funktion am Beispiel beider Fasern dargestellt. Für die Faser 577s ergab sich so eine Tauc-Energie  $E_{\text{Tauc}} = (4,14 \pm 0,01) \text{ eV}$  und für Faser 753s  $E_{\text{Tauc}} = (3,47 \pm 0,01) \text{ eV}$ . Bei Belichtung mit 266 nm ( $\hat{=}$  4,65 eV) ist somit für Faser 753s eine Einphotonenabsorption ausreichend, um den optischen Bandabstand zu überwinden. Für Faser 577s sind bei Belichtung mit 400 nm dafür mindestens zwei Photonen ( $\hat{=}$  2 · 3,1 eV) nötig. Dieses Absorptionsverhalten erschließt sich auch aus Betrachtung der Absorptionskoeffizienten (Tab. 3.3 [S. 30]).

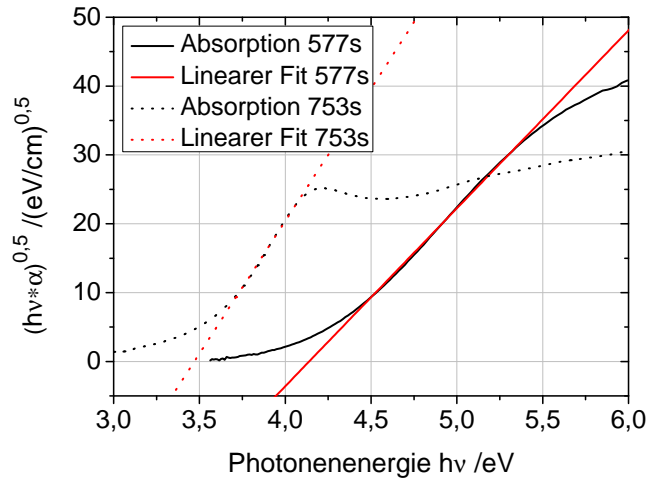


Abb. 4.19: Auswertung der Absorptionsbanden zur Bestimmung des optischen Bandabstandes und der Tauc-Energie. Es wurden die Absorptionsdaten genutzt, die an den entsprechenden Preformscheiben gemessen wurden (siehe auch 4.3b [S. 39]).

## 4.4 Doppelbrechung in Femtosekunden-Faser-Bragg-Gittern

Um die Homogenität der Brechzahlverteilung in einer Braggenebene des FBGs qualitativ beschreiben zu können, wurde die Polarisationsempfindlichkeit des Braggreflexes entsprechend Teilabschnitt 3.3.3 [S. 32] bestimmt. Ausgewertet werden an dieser Stelle FBGs, geschrieben in die hoch Ce-dotierte Faser 912s und die niedrigdotierte Faser 914s, deren Auswahl in 3.3.3 begründet wurde.

Nach Gleichung 2.15 [S. 11] folgt aus einer Änderung der Reflexionswellenlänge des FBGs eine Änderung der effektiven Brechzahl. Abhängig von der Polarisationsrichtung der eingekoppelten Lichtwelle wurden unterschiedliche Braggwellenlängen gemessen, d.h., dass unterschiedliche Brechzahlen für verschiedene Polarisationsrichtungen existieren. Dieser Effekt kann als induzierte Doppelbrechung bezeichnet werden, weil die effektive Brechzahl durch das eingeschriebene FBG polarisationsrichtungsabhängig geworden ist. In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse der Messungen und die berechneten Brechzahländerungen zusammen-

mengefasst.

Gitter	$\lambda_{\text{FBG}}/\text{nm}$	$\Delta\lambda_{\text{FBG}}/\text{pm}$	$\Delta n_{\text{eff}}/10^{-5}$	R /%
912s I	1551,04	$10\pm 1$	$1,0\pm 0,1$	42,8
912s II	1551,66	$24\pm 2$	$2,4\pm 0,2$	76,9
914s I	1546,62	$18\pm 2$	$1,9\pm 0,2$	87,5
914s II	1547,04	$22\pm 2$	$2,3\pm 0,2$	86,5

Tab. 4.1: Zusammenfassung der Ergebnisse zur Polarisationsempfindlichkeit. Es wurden je Faser (912s,914s) zwei Gitter (I,II) untersucht und ausgewertet.

Bei Betrachtung von Faser 912s ist zu erkennen, dass die Doppelbrechung mit steigender Reflektivität, d.h. mit steigender Brechzahlmodulation, zunimmt. Die ermittelten Doppelbrechungen der zwei Gitter für Faser 914s stimmen innerhalb der Toleranzgrenzen überein. Ein Vergleich zwischen hoch- und niedrigdotierter Faser 912s und 914s zeigt bei ähnlicher Reflektivität, dass die ermittelten Doppelbrechungen innerhalb der Toleranzgrenzen übereinstimmen. Das heißt, dass in der hochdotierten Faser 912s keine stärkere Doppelbrechung auftritt als in der niedrigdotierten Faser 914s. Damit liegt das in Abb. 3.10 suggerierte Verhalten nicht so ausgeprägt vor, wie erwartet bzw. die lineare Absorption, die der Darstellung zugrunde liegt, hat demnach nicht den dominierenden Effekt auf die Bildung der Brechzahlmodulation.

# 5 Diskussion der Ergebnisse

## 5.1 Photosensitivität der Gläser bei Femtosekunden-Belichtung

Die Photosensitivität der untersuchten seltenerddotierten Gläser kann unter verschiedenen Gesichtspunkten betrachtet werden. Zu Beginn dieses Abschnitts wird die Defektbildung durch Bestrahlung, d.h. die Reaktion des Glases, geschildert und auf strukturelle Unterschiede in den Seltenerddotierungen eingegangen. Über welche Absorptionsprozesse die Defekte bzw. die Brechzahlmodulationen des FBGs gebildet werden, hängt entscheidend von den Absorptionseigenschaften des Materials bei den entsprechenden Belichtungsbedingungen ab. Die Absorption als ein Aspekt der Photosensitivität wird im Teilabschnitt 5.1.2 diskutiert. Das Resultat der Absorptions- und Defektbildungsprozesse ist eine Brechzahländerung, die hier in Form von FBGs untersucht wurde. Deshalb ist es ebenso möglich, das Gitterwachstums als einen Parameter zu diskutieren, der die Photosensitivität beschreibt (Teilabschnitt 5.1.3).

### 5.1.1 Diskussion bezüglich der Absorptions- und Fluoreszenzänderungen

Die 266 nm-fs-Bestrahlung von seltenerddotierten Preformscheiben führte zur Bildung charakteristischer Fluoreszenz- und Absorptionsbanden (vgl. Abschnitt 4.1 [S. 38]), die ein Indiz für die Entstehung von Defektstrukturen in der Glasmatrix sind. Im Folgenden werden die gebildeten Defekte der verschieden dotierten Gläser verglichen. Aus diesem Vergleich sowie den Ergebnissen der Wachstumsvergleiche ist es dann möglich verallgemeinernde Aussagen zur Photosensitivität zu treffen.

Die induzierten Absorptionsänderungen und die Fluoreszenzspektren der Cer-Proben (siehe Abb. F.3 [S. 88], 4.2 [S. 39]) weisen deutlich auf die dominierende Rolle des  $\text{Ce}^{3+}$ -Ions hin. Einer Verschiebung des Fluoreszenzpeaks um 375 nm bei fs-Belichtung ist mit der steigenden Reabsorption durch die stärkere 290 nm-Absorptionsbande zu erklären. Der erhöhte Absorptionspeak deutet darauf hin, dass durch die Bestrahlung mit fokussierten 266 nm-Pulsen mehr  $\text{Ce}^{3+}$ -Ionen entstanden sind. Mögliche Ursachen können das Einfangen eines Elektrons durch ein  $\text{Ce}^{4+}$ -Ion sein, oder eine Umwandlung von angeregten  $\text{Ce}^{(3+)+}$ -Ionen. Es kann mit den vorliegenden Daten nicht nachgeprüft werden, ob sich die Anzahl an vierwertigem Cer geändert hat, weil dieses Ion nur über breite Ladungstransferbänder mit Absorptionen  $\leq 270$  nm [19] charakterisiert werden kann. Dieser Absorptionsbereich war durch die Probendicken von 1 mm für eine Analyse nicht ausreichend

auflösbar. Als Elektronendonatoren können z.B. ungebundene Elektronen am Silicium (Si-EC) in Frage kommen, die bei der Bildung von NBOHC (Lochzentren, anhand von roter Fluoreszenz in Abb. F.2 [S. 88] nachgewiesen) entstehen. Neben Si-Elektronenzentren kommen durch die Dotierung mit P und Al außerdem noch Al-EC in Betracht [74], die in der Referenzfaser 497s nachgewiesen wurden. Typische Phosphor-Merkmale (OHCs und Elektronenzentren) ließen sich in Probe 497s nicht explizit erkennen, können jedoch ebenso unter der sehr breiten induzierten Absorption verborgen sein (Abb. F.4 [S. 89]). Ein Vergleich zwischen den Elektronendonatoren  $\text{Yb}^{2+}$  (Proben 572s, 577s) und  $\text{Ce}^{3+}$  (Proben 910s, 818s) zeigt, dass Cer scheinbar wesentlich effektiver wirkt als Ytterbium. In den Yb-Absorptionsspektren (Abb. F.5 [S. 89], F.6) sind breite induzierte Absorptionsbanden im Bereich von 300-800 nm zu erkennen. In den Ce-Proben treten sie nicht in diesem Maß auf. Bei der gering Ce-dotierten Probe 818s ist aber eine schwache, breite Absorption in diesem Bereich bemerkbar (Abb. F.3 [S. 88]). Das ist ebenfalls ein Indiz für die guten Akzeptoreigenschaften der  $\text{Ce}^{3+}$ -Ionen im Vergleich zum  $\text{Yb}^{2+}$ .

Zusammenfassend zeigte die Preformbelichtung, dass es durchaus möglich ist, Änderungen im Absorptions- und Fluoreszenzverhalten von Preformscheiben durch fs-Bestrahlung zu messen. Nur die Auswertung und Zuordnung von Banden zu bestimmten Defektstrukturen ist schwierig. Dazu gibt es bisher wenig vergleichbare Arbeiten, weil die untersuchten Dotierungen noch wenig erforscht sind. Eine Ausnahme bildet das kontrovers diskutierte Themengebiet des Photodarkening. Hier sind schon Bemühungen um spektroskopische Analysen vorhanden und Ergebnisse veröffentlicht worden (z.B. [26, 74]). Eine Verknüpfung zwischen Defektstrukturen, die Photodarkening verursachen bzw. für die Brechzahlmodulation beim Gittereinschreiben verantwortlich sind, ist bei jetzigem Forschungsstand nicht möglich. Aus den Untersuchungen geht aber deutlich hervor, dass eine fs-Photosensitivität der Proben vorliegt und die Ausprägung der Defekte stark von der Zusammensetzung der Dotierung abhängt.

### 5.1.2 Diskussion bezüglich der Absorptionsprozesse

Im Fall der Belichtung mit geringen Intensitäten richtet sich die Photosensitivität eines Glases qualitativ nach dem linearen Absorptionskoeffizienten, der abhängig von der entsprechenden Belichtungswellenlänge ist. Nach Abschnitt 4.3.1 [S. 51] folgt dann aus der steigenden linearen Absorption bei steigendem Dotierungsgehalt ebenfalls eine steigende Photoempfindlichkeit für Belichtung sowohl mit 266 nm als auch mit 400 nm. Für Yb- und Ce-Dotierung sollte das gleiche Verhalten zu beobachten sein, d.h. eine höhere Photoempfindlichkeit bei höherer Dotierung. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Dotierungsreihen ist, dass sich dieses Verhalten bei Ce-dotierten Fasern, aufgrund der höheren Absorptionskoeffizienten nach Tab. 3.3 [S. 30], ausgeprägter darstellt. Für fs-Belichtung kann diese Argumentation nicht ohne Weiteres vorausgesetzt werden, denn bei Intensitäten im GW-Bereich nimmt die Wahrscheinlichkeit für Mehrphotonenabsorption zu und die lineare Absorption spielt nur noch eine untergeordnete Rolle. Bei 400 nm sind die linearen Absorptionskoeffizienten zudem verhältnismäßig klein, sodass hier ein Mehrphotonenabsorptionsprozess zur optischen Anregung stattfinden muss. Anhand von



Faser 577s konnte das bestätigt werden, bei der nach Abschnitt 4.3.2 [S. 51] mindestens eine Zweiphotonenabsorption (2PA) stattfindet. Dieses Ergebnis stimmt außerdem mit der Abschätzung des optischen Bandabstands (Abschnitt 4.3.3 [S. 53]) überein. Weil nun aber die 2PA-Koeffizienten für die verwendeten Fasern bei 400 nm unbekannt sind, kann mit ihnen kein Vergleich bezüglich der Photosensitivität angestellt werden. Im Fall der Belichtung mit 266 nm-fs-Pulsen wurde in Abschnitt 4.3.2 [S. 51] und 4.3.3 [S. 53] gezeigt, dass schon eine Einphotonenabsorption (1PA) zur optischen Anregung genügt und sich damit die Annahmen zur Belichtung bei geringen Intensitäten auf dieses Belichtungsregime übertragen lassen. Dabei kann nicht ausgeschlossen werden, dass die 2PA bei 266 nm auftritt und damit die Photosensitivität trotzdem grundlegend bestimmen kann. Ein Nachweis, dass die 2PA bei 266 nm-fs-Belichtung stattfindet, liefert die Untersuchung der Polarisationsempfindlichkeit der FBGs (siehe Unterabschnitt 4.4). Zwischen hoch- und niedrig-dotierter Faser lag innerhalb der Toleranzgrenzen kein signifikanten Unterschied in der Doppelbrechung vor. Das heißt, dass sich die Unterschiede im Intensitätsverlauf, die sich nach der linearen Absorption über das Lambert-Beersche-Gesetz (Abb.3.10 [S. 33]) ergeben, nicht auf die Faser-Bragg-Gitterebenen abbilden. Daraus wird geschlossen, dass die Mehrphotonenabsorptionsprozesse auch bei 266 nm-fs-Belichtung überwiegen. Zur Veranschaulichung werden in Abbildung 5.1 am Beispiel von Kieselglas die reine lineare Absorption und die Summe aus lineare und Zweiphotonenabsorption über der Absorptionslänge aufgetragen. Die Grafik zeigt einen deutlichen Unterschied zwischen beiden Kurven, der

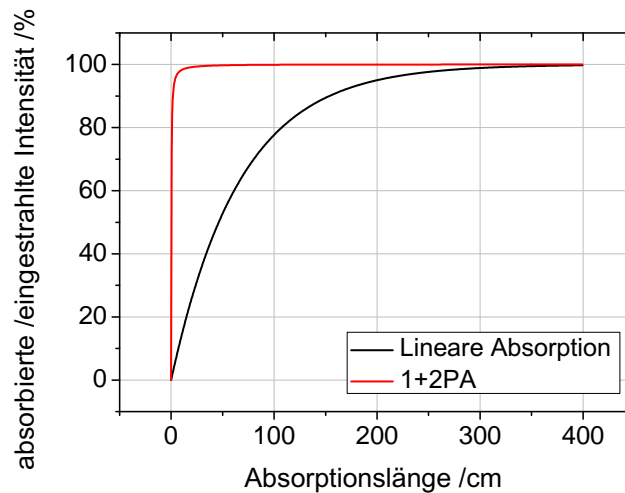


Abb. 5.1: Eine Darstellung des Verhältnisses von absorbierter zu eingestrahlter Intensität sowohl für Ein- als auch Ein- und Zweiphotonenabsorption (1+2PA) nach [65]. Als eingestrahlte Intensität wurde ein typischer Wert für die Belichtungen von  $300 \text{ GW/cm}^2$  gewählt, der Einphotonenabsorptionskoeffizient für Kieselglas ist  $0,014 \text{ cm}^{-1}$  und der Zweiphotonenabsorptionskoeffizient  $1,7 \cdot 10^{-11} \text{ cm/W}$  bei 264 nm.

für das vorherrschende Verhalten der nichtlinearen Absorption für kleine Absorptionslängen spricht. Eine Trennung der 1PA-Effekte von den 2PA-Effekten ist bei den untersuchten Proben 912s und 914s nicht möglich, weil für eine Abschätzung des Anteils der 2PA der entsprechende Absorptionskoeffizient nötig aber nicht bekannt ist.

Zusammenfassend ist die dominierende Rolle der Zweiphotonenabsorption zur Mikrostrukturierung mit fs-Pulsen gezeigt worden. Wenn entsprechende Absorptionsbanden vorliegen, kann bei 266 nm-fs-Belichtung trotzdem eine lineare Absorption stattfinden. Für Belichtung mit 400 nm-fs-Pulsen ist das aber aufgrund der geringen linearen Absorptionskoeffizienten nicht wahrscheinlich.

### 5.1.3 Diskussion bezüglich des Gitterwachstums

Das Gitterwachstum hängt einerseits von den Belichtungsparametern (Abschnitt 4.2) und andererseits von den Materialeigenschaften der Fasern ab (Abschnitt 4.3.1). Es spiegelt in jeder Hinsicht das Absorptionsverhalten der Faser wieder und wird deshalb als ein die Photosensitivität bestimmender Parameter betrachtet.

Messreihe	Wachstumsverhalten
Ce-Al	schnelleres Gitterwachstum mit steigendem Ce-Gehalt
Yb-Al	langsames Gitterwachstum mit steigendem Yb-Gehalt
Yb-Ce-Al	kein deutlicher Trend
spezielle Vergleiche	schnelleres Gitterwachstum mit steigendem P-, Al-Gehalt

Tab. 5.1: Zusammenfassung der Ergebnisse aus dem Vergleich der Wachstumskurven bei verschiedener Dotierung.

Das Wachstumsverhalten der FBGs in Abhängigkeit von der Faserkerndotierung zeigt Tabelle 5.1. Für die beiden untersuchten Wellenlängen von 266 nm und 400 nm konnten gleiche Trends bei gleichen Dotierungsreihen festgestellt werden, dabei liegt für die Ce- und die Yb-Dotierung ein gegensätzliches Verhalten vor. Die Auswertung (Abschnitt 4.2 [S. 40]) zeigte bereits, dass es nicht möglich ist, auf das Verhalten der Mischdotierungsreihe zu schließen, bei der der Yb-Gehalt etwa konstant war und nur der Ce-Gehalt variiert wurde.

Die festgestellten Trends für Ce- und Yb-Dotierung aus Tabelle 5.1 können mit der linearen Absorption verglichen werden. In Abschnitt 4.3.1 [S. 51] wurde festgestellt, dass die lineare Absorption mit steigendem Dotierungsgehalt wächst. Im Fall der Ce-Dotierung kann man eine Übereinstimmung zwischen dem Trend der linearen Absorption und dem Gitterwachstum finden. Je größer die lineare Absorption ist, d.h. je höher die Ce-Dotierung, desto schneller ist das Gitterwachstum. Dieses Verhalten für 266 nm-Belichtung hat seine Ursachen in der starken  $\text{Ce}^{3+}$ -Absorptionsbande bei 290 nm (siehe Abb. E.1 [S. 85]). Betrachtet man die Yb-Al-Serie oder die Yb-Ce-Al-Serie, lässt sich weder eine Übereinstimmung mit den Absorptionswerten bei 266 nm noch 400 nm Einschreibewellenlänge feststellen. Für Yb-Dotierung verlangsamt sich sogar das Gitterwachstum mit steigender linearer Absorption bei steigendem Yb-Gehalt. Auch bei Yb-Ce-Dotierung folgt das Gitterwachstum nicht der steigenden linearen Absorption mit dem Ce-Gehalt. Nach Abschnitt 4.3.2 und 4.3.3 wird für 266 nm-Belichtung erwartet, dass das Gitterwachstum, aufgrund der 1PA, der linearen Absorption folgt. Abschnitt 5.1.2 zeigte aber, dass auch bei 266 nm 2PA stattfindet.

Ein Vergleich zwischen den Einschreibewellenlängen zeigt, dass die Verwendung der 266 nm-Einschreibewellenlänge effektiver bezüglich der Einschreibzeit (Abb. 3.12 [S. 35]) und dem Gesamtenergiedichtebeitrag (Abb. 4.10 [S. 46]) ist, trotz geringerer Intensität und Energiedichte pro Puls. Außerdem ist es bei Belichtung mit 266 nm und bei ausreichender Belichtungszeit immer möglich, hochreflektierende Typ-I-Gitter zu erzeugen. Im Allgemeinen wird dabei ein schnelleres Wachstum mit steigender Intensität erreicht (siehe Abb. 4.13 [S. 48]). Zusammengefasst lässt sich die Photoempfindlichkeit bei 266 nm mit einem schnellen Wachstum, d.h. dem Erreichen einer maximalen Reflektivität von annähernd 100%, verknüpfen. Für 400 nm-fs-Belichtung konnten keine hochreflektierenden Typ-I-Gitter erzeugt werden (vgl. 4.2.2 [S. 42]). Hier fiel für die Yb-dotierten Fasern die Bildung eines Typ-II-Gitters bei steigender Belichtungszeit auf (siehe 3.14 [S. 36]). Für eine Variation der Laserdurchschnittsleistung bzw. der Intensität wurde festgestellt, dass die maximal erreichbare Typ-I-Gitterreflektivität sowie der Zeitpunkt, an dem diese erreicht wird, stark leistungsabhängig ist (Abb. 4.11). Da durch ein schnelles Wachstum nur niedrigreflektierende FBGs in Yb-dotierten Fasern herstellbar sind, muss das „gute“ Gitterwachstum differenziert betrachtet werden.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse, dass die Photosensitivität bezüglich des Gittereinschreibens nicht primär durch die lineare Absorption des Kernmaterials bestimmt wird, sondern von der spezifischen Dotierung abhängt. Dafür spricht auch die Bildung unterschiedlicher Defekte für verschiedene Dotierungen, die in Teilabschnitt 5.1.1 diskutiert wurden und ebenfalls auf einen Zusammenhang zwischen Dotierung und Photoempfindlichkeit hinweist. Ein Beispiel dafür sind die Cer-dotierten Fasern, bei denen die Ce-Ionen für die Defektbildung die dominierende Rolle spielen. Des Weiteren wurde für das Gitterwachstum gezeigt, dass die Seltenerd-dotierung mit Cer einen positiven, mit Ytterbium einen negativen Einfluss auf die Wachstumscharakteristik hat, der nur teilweise aus Absorptionsbetrachtungen erschlossen werden kann. Besonders das Verhalten von Yb-dotierten Fasern lässt sich nur schwer damit erfassen. Es kann aus den Untersuchungen der Yb-Ce-Al-Serie vermutet werden, dass durch die Dotierung mit verschiedenen Seltenerden Wechselwirkungsprozessen auftreten, die auch von der Einschreibewellenlänge abhängen. Vorstellbar wäre zum Beispiel eine über Ladungstransferbänder gekoppelte Valenzumwandlungen von Cer und Ytterbium [68]. Neben den Seltenerden haben auch die Co-Dotanden Phosphor und Aluminium einen erheblichen Effekt auf die Photosensitivität, wie sich in Abbildung 4.9 [S. 45] einfach erkennen lässt.

## 5.2 Diskussion der Entstehung von Typ-II-Gitter durch 400 nm-Femtosekunden-Belichtung

Die beobachtete Typ-II-Gitterbildung durch 400 nm-fs-Belichtung ist ein besonderes Verhalten und wird deshalb in diesem Abschnitt noch einmal zusammenfassend diskutiert. Das Gitterwachstum kann durch den Verlauf der Reflexion und spektralen Breite in drei Abschnitte unterteilt werden (siehe Abb. 3.14 [S. 36]), die hier in Bezug auf ihre Brechzahländerungen diskutiert werden. Zu Beginn entspricht das Wachstum der Gitterreflexion dem Verlauf, der auch bei Belichtung mit 266 nm zu bemerken ist, aber durch 400 nm-

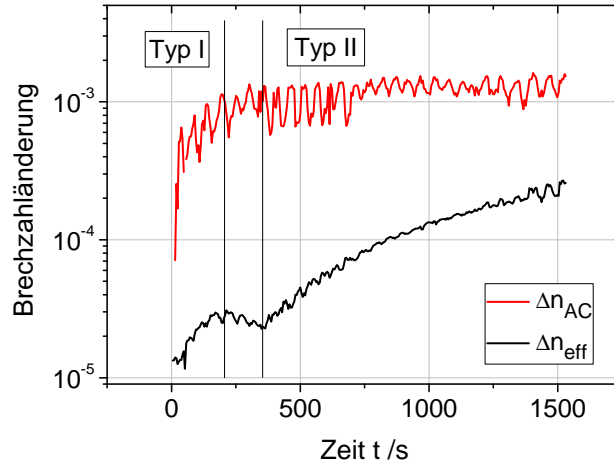


Abb. 5.2: Grafik zur Brechzahländerung beim Typ-II-Gitterwachstum. Zur besseren Sichtbarkeit der Typ-I- und Typ-II-Bereiche wurde die Brechzahländerung logarithmisch dargestellt. Es wurden folgende Parameter für die Berechnungen nach Gl. 2.14 [S. 11] und 2.16 angenommen: die Gitterlänge ( $4,6 \pm 0,4$ ) mm, der Modenüberlappfaktor  $\eta = 0,937$  sowie die Phasenmaskenperiode 1066 nm. Die Schwankungen der Brechzahländerung sind Temperaturschwankungen in der Faser, die durch Leistungsinstabilitäten der Laserstrahlung verursacht wurden (siehe 3.4.2).

Belichtung deutlich langsamer abläuft. Die Reflexion steigt mit der Belichtungszeit bzw. dem Energiedichteintrag an. Nach Gleichung 2.14 [S. 11] deutet das auf einen Anstieg der Brechzahlmodulation  $\Delta n_{AC}$  hin (siehe Abb. 5.2). Gleichzeitig sinkt die Reflexionswellenlänge des Gitters, was nach Gleichung 2.15 [S. 11] dem Absenken der effektiven Brechzahl entlang des Gitters bzw. der Vergrößerung der Änderung der effektiven Brechzahl entspricht. Dieses Verhalten wurde weder bei 266 nm-fs-Belichtung, 800 nm-fs-Belichtung ([32, 81]) noch bei 248 nm-Excimer-Belichtung, bei der ebenfalls eine Typ-II-Gitterbildung möglich ist ([12, 17]), beobachtet. Der zweite Abschnitt im Gitterwachstum zeigt eine annähernd konstante bzw. wenig sinkende Reflektivität und ein Anwachsen der spektralen Breite im Gitterspektrum (siehe Abb. 3.14 [S. 36]). Das folgende Wachstum des Typ-II-Gitters ist durch einen raschen Anstieg der Reflektivität und einer nahezu konstanten oder schwach sinkenden Braggwellenlänge charakterisiert. Das entspricht einem weiteren Anwachsen der Brechzahlmodulation und einem langsameren Wachsen der effektiven Brechzahl. In der Vergrößerung der effektiven Brechzahl durch 400 nm-Belichtung besteht ein entscheidender Unterschied zum Gitterwachstum bei 266 nm (vgl. Abb. 3.13).

Verglichen mit der Bildung von Typ-IIA-Gittern, findet hier ein abweichendes Verhalten statt. Thermisch- [49] sowie UV-strahlungsinduzierte [17] Typ-IIA-Gitterbildung sind charakterisiert durch ein Anwachsen der Braggwellenlänge während des Typ-I-Wachstums und einer Absenkung der Wellenlänge bei Typ-IIA-Gitterwachstum. Ob ein fs-spezifisches Typ-II-Gitterwachstum vorliegt, kann durch einen Vergleich mit fs-IR-Typ-II-Gittern abgeschätzt werden. *Smelser et al.* stellten in der Veröffentlichung [81] zwar keine Belichtungsverläufe dar, gaben aber die Leistungsabschätzungen für die Bildung von Typ-I- und Typ-II-Gittern bei 800 nm-fs-Belichtung an. Die durchgeführten Belichtungen bei 400 nm

## 5.2 Diskussion der Entstehung von Typ-II-Gitter durch 400 nm-Femtosekunden-Belichtung

zeigten deutlich, dass es ohne Berücksichtigung der Belichtungszeit nicht sinnvoll ist, die Pulsspitzenleistung zur Abschätzung der Gitterart zu verwenden. Der Umwandlungszeitpunkt zeigte gerade hier eine deutliche Leistungsabhängigkeit (Abb. 4.11 [S. 47]). Dieses Verhalten lässt sich teilweise mit den theoretischen Voraussagen des *Poumellec*-Modells vergleichen [69]. In Abb. 5.2 ist deutlich der Effekt der Temperatur auf das Gitterwachstum erkennbar, der nach dem Modell einen entscheidenden Einfluss auf die Brechzahländerung und Defektbildung hat. Aus [69] kann ebenso abgeleitet werden, dass bei höherer Temperatur, d.h. höherer Leistung, die Brechzahl schneller anwächst und in die Sättigung geht. Das steht in Übereinstimmung mit dem beobachteten Typ-I-Verhalten für 400 nm (Abb. 4.11 [S. 47]).

Laserparameter	400 nm-fs	266 nm-fs	248 nm-ns
Pulsdauer	350 fs	417 fs	20 ns
Pulsenergie	$(0,68 \pm 0,02)$ mJ	$(0,34 \pm 0,02)$ mJ	200 mJ
Pulsspitzenleistung	$(2,1 \pm 0,1)$ GW	$(0,84 \pm 0,04)$ GW	10 MW
Intensität	$(530 \pm 20)$ GW/cm <sup>2</sup>	$(740 \pm 50)$ GW/cm <sup>2</sup>	0,05 GW/cm <sup>2</sup>
Energiedichte pro Puls	$(220 \pm 30)$ mJ/cm <sup>2</sup>	$(310 \pm 60)$ mJ/cm <sup>2</sup>	$\geq 1$ J/cm <sup>2</sup>
Anzahl absorbierter Photonen	min. 2-3	min. 1-2	1-2

Tab. 5.2: Typische Werte für das Einschreiben eines Typ-II-Gitters für 400 nm und 248 nm in eine SMF-28, sowie die Parameter für das 266 nm-Typ-I-Wachstum zum Vergleich. Die Werte für Excimer-Laserbelichtung (248 nm) wurden bei Maximalleistung für minimale Pulsdauer abgeschätzt.

Die Frage, weshalb bei 266 nm bis jetzt noch keine Typ-II-Gitter erzeugt wurden, bleibt indes offen. Ein Vergleich der Intensitätsschwelle für die Umwandlung in einer SMF-28 zeigt Tabelle 5.2. Dargestellt sind die Parameter für das Einschreiben am Talbot-Interferometer. Durch die unterschiedlich genutzten Interferenzmuster ist ein Vergleich mit dem Phasenmaskeneinschreiben von [81] nicht möglich. Beim Vergleich der Intensität und Energiedichte zwischen den fs-Werten fällt auf, dass sie sich im gleichen Bereich befinden bzw. sowohl für 266 nm-Einschreibewellenlänge als auch für 400 nm eingestellt werden können. Ein größerer Einfluss wird der Pulsdauer und Pulsenergie zugeordnet, welche allerdings nur schwer regelbar sind. Außerdem ist es wahrscheinlich, dass die Typ-II-Schwelle ebenso abhängig von der Wellenlänge und der Pulsdauer ist, wie die Zerstörschwelle (siehe Abschnitt 2.2.2). In [35] wurde für 800 nm-fs-Belichtung im bulk gezeigt, dass die zur Materialzerstörung notwendige Pulsenergie ein Minimum bei einer Pulsdauer von etwa 300 fs hat. Das erklärt die ansteigende Pulsenergie bei Excimer-Belichtung verglichen mit der 400 nm-fs-Belichtung, unter Vernachlässigung der verschiedenen Wellenlängen. Abgesehen von Fasern, gibt es keine Studien zur Belichtung von Glas mit 266 nm oder 400 nm, die die Materialzerstör- bzw. Brechzahlmodifikationsschwelle untersuchen.

Zusammengefasst zeigt die Belichtung mit 400 nm-fs-Pulsen die Entwicklung von zwei Gittertypen. Zu Beginn der Belichtung konnte in allen verwendeten Fasern ein Typ-I-Gitter erzeugt werden. Die maximale Reflektivität des Typ-I-Gitters sowie der Zeitpunkt, nach dem eine Typ-II-Gitterstruktur dominiert, hängt dabei von der verwendeten Laserintensität und der Dotierung der Fasern ab. Verglichen mit der 266 nm-fs-Belichtung werden Gründe für die Entstehung von Typ-II-Modifikationen bei 400 nm in den kürzeren

Pulsdauern sowie in den höheren Pulsenergien gesehen.

## 5.3 Vergleich der Absorptionsprozesse und resultierenden Photosensitivität für Nanosekunden- und Femtosekunden-Belichtung

Bevor in diesem Abschnitt fs- und ns-Belichtung verglichen werden, wird als Einstieg die Photoempfindlichkeit bezüglich der Dotierung bei ns-Belichtung diskutiert.

In Tabelle 5.3 sind die belichteten Fasern mit ihren linearen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  bei 248 nm dargestellt und in der Reihenfolge der abnehmenden Photosensitivität bzgl. des Gitterwachstums geordnet. Faser 753s zeigt trotz ihres höheren Ce-Gehalts und ihrer

Faser	Dotierung /mol%		$\alpha_{248\text{ nm}}/\text{cm}^{-1}$
	Ce <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	
910s	0,34	–	152,5
914s	0,04	–	17,7
753s	0,15	0,38	131,8
729s	0,02	0,33	52,5
572s	–	0,05	5,7

Tab. 5.3: Zusammenfassung zu den belichteten Fasern am Excimer-Laser, mit ihrer Dotierung und linearen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  bei der Laserwellenlänge 248 nm. Die Reihenfolge entspricht von oben nach unten einer abnehmenden Photosensitivität bezüglich des Gitterwachstums (vgl. Abb. 4.16 [S. 50]).

größeren linearen Absorption ein langsames Gitterwachstum als Faser 914s. Die Ursache wird in der Yb-Ce-Dotierung der Faser 753s gesucht. Zusammenfassend lässt sich für Fasern mit Cer-Dotierung die größere ns-Photoempfindlichkeit bezüglich des Gitterwachstums gegenüber Yb-codotierten Fasern feststellen (vgl. Abb. 4.16 [S. 50]). Das langsamste Gitterwachstum bei den Untersuchungen zeigen rein Yb-dotierte Fasern (vgl. 572s). Die Photosensitivität bezüglich des Gitterwachstums folgt damit qualitativ dem Verlauf der linearen Absorptionskoeffizienten. Es überwiegt demnach deutlich eine Einphotonenabsorption, was ebenso aus einer Betrachtung des Anteils an Zweiphotonenabsorption bei typischen Intensitäten am Excimer-Laser im MW/cm<sup>2</sup>-Bereich hervorgeht (vgl. Abb. 5.3). Für ein schnelles Gitterwachstum ist deshalb das Vorliegen einer Absorptionsbande bei der verwendeten Laserwellenlänge vorteilhaft. Im untersuchten Fall trifft das auf die Ce-Absorptionsbande bei 295 nm zu (vgl. Anhang E.1). Das heißt, dass bei ns-Belichtung eine sehr stark dotierungsabhängige Photosensitivität bezüglich des Gitterwachstums vorliegt.

Ein Vergleich des Gitterwachstums zwischen ns- und fs-Belichtung bei gleicher Energiedichte pro Puls zeigte ein langsames Wachstum für die ns-Belichtung (vgl. Abb. 4.14 [S. 49]). Die Brechzahlmodulation, die aus den Reflexionsdaten bestimmt werden konnte, zeigt für Nanosekunden-Pulse ein langsames Wachstumsverhalten als für Femtosekunden-Pulse (siehe Abb. 4.15 [S. 50]). Die Unterschiede im Wachstumsverhalten bzgl. der Reflek-

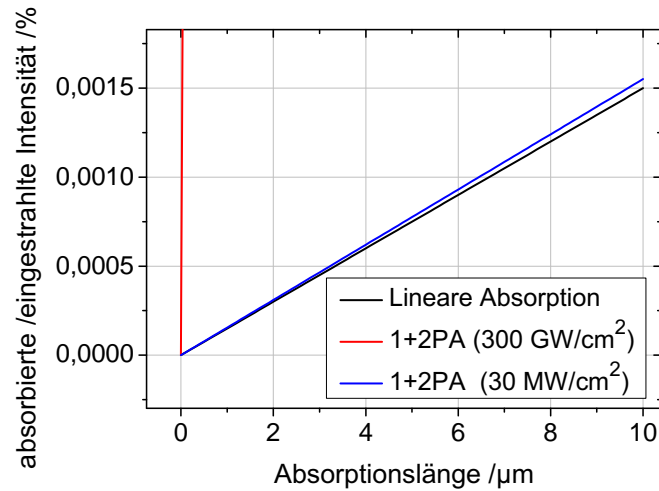


Abb. 5.3: Vergleich der Absorptionsanteile für eine reine Ein- und eine Ein- und Zweiphotonenabsorption für ns- und fs-Belichtung am Beispiel von Kieselglas. Für fs-Belichtung wurde eine typische Intensität von  $300 \text{ GW}/\text{cm}^2$  angenommen, für ns-Belichtung entsprechend  $30 \text{ MW}/\text{cm}^2$ . Für Absorptionslängen, die wesentlich größer als der hier dargestellte Faserkerndurchmesser von  $10 \mu\text{m}$  sind, ergibt sich Darstellung 5.1.

tivität und Brechzahlmodulation sind ein Effekt der längeren Pulsdauer für ns-Belichtung und damit der geringeren Intensität, denn die Energiedichte pro Puls wurde für beide Fälle gleich gewählt (vgl. Tab. A.2 [S. 79]). Für beide Regimes liegt die Energiedichte weit unterhalb der Zerstörschwelle des Glases (für  $800 \text{ nm}$  im Bereich von  $200 \text{ J}/\text{cm}^2$  für  $8 \text{ ns}$ -Puls [83]). Im Fall der Typ-I-Gitter fand keine Materialzerstörung statt, sodass entweder der Puls zu kurz (fs) oder die Pulsenergiedichte zu gering (ns) war, um einen effektiven Lawinenionisationsprozess mit anschließender Plasmabildung auslösen zu können. Zur Anregung und Erzeugung von Defekten genügt hier, abhängig vom linearen Absorptionskoeffizienten, eine Ein- (1PA) oder Zweiphotonenabsorption (2PA). Im Fall der ultrakurzen Pulse wurde in Abb. 5.3 gezeigt, dass die 2PA effektiver stattfindet und einen größeren Anteil an der Gesamtabsorption ausmacht als im Fall der ns-Pulse. Die daraus resultierenden unterschiedlichen Prozesse, bezogen auf die Materialmodifikationen, können entweder mit der Bildung von mehr Precursoren zur Brechzahländerung bei fs-Bestrahlung zusammenhängen oder mit den unterschiedlichen Eigenschaften der gebildeten Defekte (z.B. Polarisierbarkeiten) (vgl. Diskussion zu 1PA und 2PA am Excimer-Laser [1]). Im Fall der ns-Belichtung kann durch eine lineare Absorption nur eine bestimmte Anzahl von Defekten angeregt werden, die nach kurzer Zeit erschöpft ist (steiler Anstieg zu Beginn der Brechzahlmodifikation in Abb. 4.15). Wird angenommen, dass sich die Defektanzahl proportional zur Brechzahländerung verhält, folgt aus dem anschließenden langsamen Anstieg der Brechzahländerung bei ns-Pulsen ein Mangel an Precursoren zur Defektbildung. Nachfolgende Prozesse können von der Relaxation der angeregten Defektzentren abhängen, sodass die Defektbildungsrate abnimmt. Im Fall der fs-Belichtung können durch 2PA Defektzentren erzeugt werden, die nicht durch 1PA zu erzeugen sind. Anschließend sind diese neu gebildeten Defektzentren wieder über 1PA anregbar. Der konstante Anstieg wird

als Indiz dafür gesehen, dass eine genügende Anzahl an Defekten durch die 2PA produziert werden kann und kein Mangel an Precursoren herrscht. Insgesamt betrachtet, lässt sich für Ce-dotierten Fasern bei fs-Belichtung eine größere Photoempfindlichkeit feststellen als bei ns-Belichtung. In [80] wurde ebenfalls von einer größeren Photosensitivität in Bezug auf die Brechzahlmodulation für fs-Bestrahlung von Ge-dotierten Fasern berichtet. Im Gegensatz dazu wurde aus einem Vergleich von fs- und ns-Belichtung bei unterschiedlichen Pulsenergiedichten in [92] geschlossen, dass bei ns-Belichtung eine größere Photosensitivität vorliegt. Hier konnte allerdings auch kein Vergleich für längere Belichtungszeiten stattfinden, weil das Wachstum des ns-Gitters schon bei vergleichsweise geringen Gesamtenergiedichten und geringen Reflektivitäten abgebrochen wurde. Von einem Vergleich der Ergebnisse mit den hier vorgelegten wird deshalb abgesehen.

Zusammenfassend lässt sich aus dem Vergleich kurzer (ns) und ultrakurzer (fs) Pulse bezüglich der Absorption feststellen, dass eine fs-Belichtung wesentlich besser für die Mikrostrukturierung geeignet ist. Im Fall der ns-Belichtung überwiegt die Einphotonenabsorption und es wurde gezeigt, dass die Brechzahlmodulation im Wachstum beschränkt ist, weil die Anzahl anregbarer Defekte begrenzt ist. Mit der fs-Belichtung entfällt diese Schranke, weil über die Möglichkeit der Mehrphotonenabsorption weitere Defekte gebildet werden können. Außerdem wurde für die ns-Belichtung gezeigt, dass durch die überwiegende Einphotonenabsorption eine stark dotierungsabhängige Photosensitivität vorliegt. Die fs-Belichtung wird deshalb als Mittel der Wahl zur Mikrostrukturierung von aktiven Fasern unterschiedlicher Dotierung angesehen.



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Forschungsziel dieser Arbeit waren systematische Untersuchungen an aktiv- und passiv-dotierten optischen Glasfasern. Dafür wurden im Rahmen der Experimente Faser-Bragg-Gitter in seltenerd-dotierte Fasern mit Hilfe eines Talbot-Interferometers und Femtosekunden-Pulsen verschiedener Wellenlänge erzeugt. Es wurde eine einfache und effiziente Methode genutzt, um die Justierung des optischen Aufbaus zu prüfen. Die Überlagerung des Interferenzmusters zum Gitterschreiben mit einer Phasenmaske führt zur Bildung einer Schwebung, die über ein Glasplättchen beobachtet werden kann und zur Überprüfung der Interferometerjustage am fs-Laser genutzt wurde. Es wurde ebenso gezeigt, dass über eine Analyse der Schwebung eine Abschätzung der Pulsdauer möglich ist.

Ein Vergleich des Gitterwachstums in den verschieden dotierten Fasern lieferte folgende Kernaussagen: Es wurde ein schnelleres Gitterwachstum mit steigendem Cer-Gehalt des Faserkerns festgestellt. Damit erhöht eine Ce-Dotierung die Photosensitivität bezüglich des Gitterwachstums. Dem gegenüber steht eine zunehmende Hemmung des Gitterwachstums bei höherer Ytterbium-Dotierung (Yb). Das heißt, die Photoempfindlichkeit auf fs-Pulse sinkt mit steigendem Yb-Gehalt der Faser. Bei einer Yb-Ce-Mischdotierung konnte kein Zusammenhang zwischen dem Wachstumsverhalten und der Dotierung erkannt werden. Die Ursache dafür wird in dem gegensätzlichen Verhalten der Ce- und Yb-Dotierung gesehen. Weiterhin wurde in der Arbeit gezeigt, dass bei der Belichtung mit 400 nm-fs-Pulsen die Codotierung mit Phosphor und Aluminium ebenfalls einen positiven Effekt auf das Wachstumsverhalten hat und die Photosensitivität diesbezüglich erhöht. Die Resultate aus den Belichtungsexperimenten der seltenerd-dotierten Fasern sind von entscheidender Bedeutung für das künftige Design von Laserfasern, in die Faser-Bragg-Gitter zur Realisierung eines monolithischen Faserlasers implementiert werden sollen.

Werden die beiden genutzten fs-Einschreibewellenlängen bezüglich der Einschreibzeit und dem Energiedichteintrag verglichen, folgt eindeutig, dass die 266 nm- gegenüber der 400 nm-Wellenlänge zu bevorzugen ist. Das Wachstumsverhalten für 266 nm-Belichtung zeigt, dass in allen untersuchten Fasern hochreflektierende Faser-Bragg-Gitter herstellbar sind und damit keine Beschränkung auf speziell dotierte Fasern notwendig ist. Bei 400 nm-Belichtung konnte der Effekt der Typ-II-Gitterbildung erstmals nachgewiesen und untersucht werden. Er dominiert vor allem bei langen Belichtungszeiten bzw. hohen Laserintensitäten für das Gittereinschreiben bei Yb-dotierten Fasern. Eine Anwendung dieser Gitterart für den Faserlaser ist besonders attraktiv. Aufgrund ihrer hohen Temperaturstabilität ist ein Einsatz als breitbandiger Reflektor durchaus vorstellbar. Wegen der schlechten Reproduzierbarkeit der Gitterspektren ist das aber im Moment nicht möglich und verlangt nach einer genaueren Untersuchung der Mechanismen, die zur Typ-II-Gitterbildung führen.

In Experimenten zur Untersuchung der Absorption wurde eine Wellenlängenabhängigkeit

der Absorptionsmechanismen nachgewiesen. Bei 400 nm-Einschreibewellenlänge konnte auf zwei verschiedenen Analysewegen nachgewiesen werden, dass mindestens eine Zweiphotonenabsorption vorliegt. Hingegen genügt bei 266 nm-Einschreibewellenlänge ein Photon, um den optischen Bandabstand zu überwinden. Aufgrund der hohen Intensitäten im GW-Bereich, die am verwendeten Femtosekunden-Lasersystem erreicht werden, ist eine Zweiphotonenabsorption möglich und sogar im Fall der 266 nm-Belichtung wahrscheinlicher als eine Einphotonenabsorption.

Damit kann die lineare Absorption nicht allein ausschlaggebend für die Photosensitivität der untersuchten Proben sein. Gerade bei der Betrachtung der Yb-dotierten Fasern wird dies deutlich. Bei steigender Dotandenkonzentration steigt der lineare Absorptionskoeffizient, aber die Photosensitivität bezüglich des Gitterwachstums folgt diesem Trend nicht, was besonders auffallend für 266 nm-Belichtung war. Für die Ce-dotierten Proben hingegen stimmen die Reihenfolgen bei beiden Einschreibewellenlängen überein.

Um das Verhalten der unterschiedlichen Dotierungen unter UV-fs-Bestrahlung auch auf einer strukturellen Ebene zu diskutieren, wurde von der Fasergeometrie abgewichen und auf Preformscheiben gleicher Dotierung zurückgegriffen. Die Auswertung der induzierten Absorption und der Fluoreszenzmessungen zeigten einen dominierenden Einfluss des  $\text{Ce}^{3+}$ -Ions und damit verbundener Defekte. Sie konnten mit 266 nm hervorragend angeregt werden und begründen damit den Trend im Gitterwachstum bei den rein Cer-dotierten Proben. Die Belichtung von Preformscheiben und die Analyse ihrer Absorptions- und Fluoreszenzänderungen wurde als Charakterisierungsmethode zur Abschätzung struktureller Änderungen erfolgreich angewandt.

Weiterhin wurde ein Vergleich des Gitterwachstums zwischen fs- und der ansonsten üblichen ns-Belichtung durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass bei gleicher Pulsenergiedichte das Wachstum bei ns-Belichtung, in Bezug auf den Gesamtenergiedichteintrag, langsamer verläuft als für fs-Belichtung. Demnach besitzen die untersuchten Fasern bezüglich der ns-Pulse eine geringere Photosensitivität. Als Gründe wurden dafür die unterschiedlichen Absorptionsmechanismen und damit die Bildung verschiedener Defekttypen diskutiert. Obwohl für die ns-Belichtung die Einphotonenabsorption zur Erzeugung von Brechzahlmodulationen überwiegt wurde gezeigt, dass die Photosensitivität bezüglich des Gitterwachstums nicht der Reihenfolge des linearen Absorptionskoeffizienten folgt und damit nicht ausschließlich von diesem bestimmt wird. Zur Herstellung von Faser-Bragg-Gittern am UV-Excimer-Laser ist deshalb eine Photosensitivierung oder die Beschränkung auf speziell dotierte Fasern notwendig. Die Photoempfindlichkeit von Cer-dotierten Fasern ist dabei vergleichbar mit der von Germanium-dotierten. Dagegen reagierten Ytterbium-dotierte Fasern nicht auf die UV-ns-Bestrahlung.

Die Forschungsbemühungen zur Materialbearbeitung mit fs-Pulsen fordern eine intensivere Auseinandersetzung mit den grundlegenden Prozessen, die bei der Bearbeitung bzw. Mikrostrukturierung ausgenutzt werden. Speziell im Hinblick auf strukturelle Untersuchungen sollten in zukünftig Messreihen nur einzelne Parameter variiert werden, um Änderungen in den Spektren einfacher interpretieren zu können. Die Raman-Spektroskopie bietet ebenfalls Möglichkeiten, strukturelle Änderungen, vor allem Koordinationsänderungen, in Gläsern zu untersuchen und sollte in weiterführende Analysen zur Struktur- und Defektaufklärung ebenfalls mit einbezogen werden. Neben der Untersuchungen von

fs-induzierte Materialmodifikationen bietet es sich an, auch Effekte wie Photodarkening, auf einer strukturellen Ebene zu analysieren. Der technologische Fortschritt, der mit der Anwendung des fs-Lasers zum holografischen Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern erzielt wurde, sollte ebenfalls ausgebaut werden. Eine weitere Untersuchung der Gitter und Einschreibeparameter ist dafür wichtig und könnte z.B. eine Untersuchung der Gitterlänge und der Homogenität der Gitterebenen in Abhängigkeit von der verwendeten Einschreibewellenlänge, der Laserleistung bzw. der Intensität oder der Dotierung umfassen.

# Literaturverzeichnis

- [1] ALBERT, J., B. MALO, K. O. HILL, F. BILODEAU, D. C. JOHNSON und S. THE-  
RIAULT: *Comparison of one-photon and two-photon effects in the photosensitivity of  
germanium-doped silica optical fibers exposed to intense ArF excimer laser pulses*.  
Appl. Phys. Lett., 67(24):3529–3531, 1995.
- [2] ALBERT, J., A. SCHÜLZGEN, V. L. TEMYANKO, S. HONKANEN und N. PEYGHAM-  
BARIAN: *Strong Bragg gratings in phosphate glass single mode fiber*. Appl. Phys.  
Lett., 89(101127):1–3, 2006.
- [3] AMS, M., G. D. MARSHALL, P. DEKKER, M. DUBOV, V. K. MEZENTSEV, I. BEN-  
NION und M. J. WITHFORD: *Investigation of Ultrafast Laser-Photonic Material In-  
teractions: Challenges for Directly Written Glass Photonics*. IEEE J. Sel. Topics in  
Quantum Electron., 14(5):1370–1381, 2008.
- [4] ANDERSON, D., V. MIZRAHI, T. ERDOGAN und A. WHITE: *Production of in-fibre  
gratings using a diffractive optical element*. Electron. Lett., 29(6):566–568, 1993.
- [5] BECKER, M., J. BERGMANN, S. BRÜCKNER, M. FRANKE, E. LINDNER, M. W. RO-  
THHARDT und H. BARTELT: *Fibre Bragg Grating Inscription Combining DUV Fem-  
tosecond Laser Pulses and Two-Beam Interferometry*. Opt. Express, 16(23):19169–  
19178, 2008.
- [6] BECKER, M., J. BERGMANN, S. BRÜCKNER, E. LINDNER, M. ROTHHARDT,  
K. SCHUSTER, J. KOBELKE, S. UNGER, H. BARTELT, L. A. FERNANDES und  
P. V. MARQUES: *Fiber Bragg Grating Inscription with DUV Femtosecond Exposure  
and Two Beam Interference*. In: *Photonics North*, Bd. 7386. Society of Photo-Optical  
Instrumentation Engineers (SPIE), 2009.
- [7] BENNION, I., J. A. R. WILLIAMS, L. ZHANG, K. SUGDEN und N. J. DORAN:  
*Uv-written in-fibre Bragg gratings*. Opt. Quantum. Electron., 28:93–135, 1996.
- [8] BERNIER, M., R. VALLEE, X. PRUNEAU-GODMAIRE, M.-A. LAPOINTE und  
B. MORASSE: *Writing of fibre Bragg gratings using 400 nm femtosecond pulses and  
its application to high power fibre laser*. In: *OSA Optics and Photonics Congress*,  
2010.
- [9] CARLSON, C. G., K. E. KEISTER, P. D. DRAGIC, A. CROTEAU und J. G. EDEN:  
*Photoexcitation of Yb-doped aluminosilicate fibers at 250 nm: evidence for excitation  
transfer from oxygen deficiency centers to Yb<sup>3+</sup>*. J. Opt. Soc. Am. B, 27(10):2087–  
2094, 2010.

- [10] CHAN, J., T. HUSER, S. RISBUD und D. KROL: *Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses*. Appl. Phys. A, 76:367–372, 2003.
- [11] CHAN, J. W., T. HUSER, S. RISBUD und D. M. KROL: *Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses*. Opt. Lett., 26(21):1726–1728, 2001.
- [12] CHOJETZKI, C., M. ROTHHARDT, J. OMMER, S. UNGER, K. SCHUSTER und H.-R. MUELLER: *High-reflectivity draw-tower fiber Bragg gratings arrays and single gratings of type II*. Opt. Eng., 44(6):060503, 2005.
- [13] COHERENT, Santa Clara: *Coherent Legend Elite: Ultrafast Amplifier Laser System*, 2008.
- [14] CORNING INC.: *Corning SMF-28-Datenblatt*, 2002.
- [15] DAVIS, K. M., K. MIURA, N. SUGIMOTO und K. HIRAO: *Writing waveguides in glass with a femtosecond laser*. Opt. Lett., 21(21):1729–1731, 1996.
- [16] DEKKER, P., M. AMS, G. D. MARSHALL, D. J. LITTLE und M. J. WITHFORD: *Annealing dynamics of waveguide Bragg gratings: evidence of femtosecond laser induced colour centres*. Opt Express, 18(4):3274–3283, 2010.
- [17] DIANOV, E. M., V. G. PLOTNICHENKO, V. V. KOLTASHEV, Y. PYRKOV, N. H. KY, H. G. LIMBERGER und R. P. SALATHE: *UV-irradiation-induced structural transformation of germanosilicate glass fiber*. Opt. Lett., 22(23):1754–1756, 1997.
- [18] DONG, L., J. L. ARCHAMBAULT, L. REEKIE, P. S. J. RUSSELL und D. N. PAYNE: *Bragg gratings in  $Ce^{3+}$ -doped fibers written by a single excimer pulse*. Opt. Lett., 18(11):861–863, 1993.
- [19] DONG, L., P. J. WELLS, D. P. HAND und D. N. PAYNE: *Photosensitivity in  $Ce^{3+}$ -doped optical fibers*. J. Opt. Soc. Am. B, 10(1):89–93, 1993.
- [20] EATON, S., H. ZHANG, P. HERMAN, F. YOSHINO, L. SHAH, J. BOVATSEK und A. ARAI: *Heat accumulation effects in femtosecond laserwritten waveguides with variable repetition rate*. Opt. Express, 13(12):4708–4716, 2005.
- [21] EATON, S., H. ZHANG, M. L. NG, J. LI, W.-J. CHEN, S. HO und P. R. HERMAN: *Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides*. Opt. Express, 16(13):9443–9458, 2008.
- [22] EBELING, P.: *X-ray induced effects in phosphate glasses*. Opt. Mat., 20(2):101–111, 2002.

- [23] EBENDORFF-HEIDEPRIEM, H. und D. EHRT: *Formation and UV absorption of cerium, europium and terbium ions in different valencies in glasses*. Opt. Mat., 15(1):7–25, 2000.
- [24] EICHLER, J. und H. J. EICHLER: *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer Berlin / Heidelberg, 3 Aufl., 1998.
- [25] ENGHOLM, M., P. JELGER, F. LAURELL und L. NORIN: *Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping*. Opt. Lett., 34(8):1285–1287, 2009.
- [26] ENGHOLM, M., L. NORIN und D. ÅBERG: *Strong UV absorption and visible luminescence in ytterbium-doped aluminosilicate glass under UV excitation*. Opt. Lett., 32(22):3352–3354, 2007.
- [27] ERDOGAN, T.: *Fiber Grating Spectra*. J. Lightwave Technol., 15(8):1277–1294, 1997.
- [28] ERDOGAN, T., V. MIZRAHI, P. J. LEMAIRE und D. MONROE: *Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings*. J. Appl. Phys., 76(1):73–80, 1994.
- [29] FIBEROPTICS4SALE: *Fiber Attenuation*. <http://www.fiberoptics4sale.com/wordpress/optical-fiber-attenuation/>, 2009.
- [30] FRIEBELE, E. J., D. L. GRISCOM und G. H. SIGEL: *Defect centers in a germanium-doped silica-core optical fiber*. J. Appl. Phys., 45(8):3424–3428, 1974.
- [31] GARAPON, J., L. FAVARO und B. POUMELLE: *Computed paramagnetic properties for an E' center produced from the twofold coordinated Si or Ge in silica*. J. Non-Cryst. Solids, 353(5-7):605–609, 2007.
- [32] GROBNIC, D., S. MIHAILOV, R. WALKER, C. SMELSER, C. LAFOND und A. CROTEAU: *Bragg Gratings Made With a Femtosecond Laser in Heavily Doped Er-Yb Phosphate Glass Fiber*. IEEE Photonic. Tech. L., 19(12):943–945, 2007.
- [33] GROBNIC, D., S. J. MIHAILOV, C. W. SMELSER, R. B. WALKER und H. DING: *Femtosecond induced Bragg gratings in silica and exotic optical fibers*. In: *OSA Optics and Photonics Congress*, 2010.
- [34] GROBNIC, D., C. SMELSER, S. MIHAILOV, R. WALKER und P. LU: *Fiber Bragg gratings with suppressed cladding modes made in SMF-28 with a femtosecond IR laser and a phase mask*. IEEE Photonic. Tech. L., 16(8):1864–1866, 2004.
- [35] GUO, H., H. JIANG, Y. FANG, C. PENG, H. YANG, Y. LI und Q. GONG: *The pulse duration dependence of femtosecond laser induced refractive index modulation in fused silica*. J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 6:787–790, 2004.
- [36] HAGEMANN, V. J.: *Untersuchungen zum dynamischen Einzelpuls- Einschreiben von Faser- Bragg- Gittern und deren Anwendung*. Doktorarbeit, Friedrich- Schiller- Universität Jena, Physikalisch- Astronomische Fakultät, 2001.

- [37] HILL, K. O., Y. FUJII, D. C. JOHNSON und B. S. KAWASAKI: *Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication*. Appl. Phys. Lett., 32(10):647–649, 1978.
- [38] ITOH, K., W. WATANABE, S. NOLTE und C. B. SCHAFFER: *Ultrafast Processes for Bulk Modification of Transparent Materials*. Mater. Res. Bull., 31:620–625, 2006.
- [39] JETSCHKE, S., S. UNGER, A. SCHWUCHOW, M. LEICH und J. KIRCHHOF: *Efficient Yb laser fibers with low photodarkening by optimization of the core composition*. Opt. Express, 16(20):15540–15545, 2008.
- [40] KASHYAP, R.: *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press Inc., San Diego, London, 6 Aufl., 1999.
- [41] KELLEHER, P. und D. N. NIKOGOSYAN: *Inscription of narrow-band fibre Bragg gratings with 264 nm femtosecond pulses*. Optical Fiber Technology, 16(4):212–216, 2010.
- [42] KIRYANOV, A. V., Y. O. BARMENKOV, I. L. MARTINEZ, A. S. KURKOV und E. M. DIANOV: *Cooperative luminescence and absorption in Ytterbium-doped silica fiber and the fibernonlinear transmission coefficient at  $\lambda=980$  nm with a regard to the Ytterbium ion-pairs' effect*. Opt. Express, 14(9):3981–3992, 2006.
- [43] KITABAYASHI, T., M. IKEDA, M. NAKAI, T. SAKAI, K. HIMENO und K. OHASHI: *Population Inversion Factor Dependence of Photodarkening of Yb-doped Fibers and its Suppression by Highly Aluminum Doping*. In: *Optical Fiber Communication Conference, National Fiber Optic Engineers Conference*, 2006.
- [44] KROL, D.: *Femtosecond laser modification of glass*. J. Non-Cryst. Solids, 354(2-9):416–424, 2008.
- [45] LANCRY, M., F. BRISSET und B. POUMELLE: *In the heart of nanogratings made up during femtosecond laser irradiation*. In: *OSA Optics and Photonics Congress*, 2010.
- [46] LARIONOV, Y. V., V. O. SOKOLOV und V. G. PLOTNICHENKO: *On the mechanism of photoinduced refractive index changes in phosphosilicate glass*. Quantum Electron., 40(3):264, 2010.
- [47] LAYERTEC: *Spiegelcharakteristik Interferometerspiegel*, 2010.
- [48] LIMBERGER, H. G., P. Y. FONJALLAZ, R. P. SALATHE und F. COCHET: *Compaction- and photoelastic-induced index changes in fiber Bragg gratings*. Appl. Phys. Lett., 68(22):3069–3071, 1996.
- [49] LINDNER, E., J. CANNING, C. CHOJETZKI, S. BRÜCKNER, M. BECKER, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Thermal regenerated type IIa fiber Bragg gratings for ultra-high temperature operation*. Opt. Commun., In Press, Corrected Proof, 2010.

- [50] LITTLE, D. J., M. AMS, P. DEKKER, G. D. MARSHALL und M. J. WITHFORD: *Mechanism of femtosecond-laser induced refractive index change in phosphate glass under a low repetition-rate regime*. J. Appl. Phys., 108(033110):1–5, 2010.
- [51] LUCARINI, V., J. SAARINEN, K.-E. PEIPONEN und E. VARTIAINEN: *Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research*. Springer Berlin / Heidelberg, 2005.
- [52] MARSHALL, G. D., M. AMS und M. J. WITHFORD: *Direct laser written waveguide-Bragg gratings in bulk fused silica*. Opt. Lett., 31(18):2690–2691, Sep. 2006.
- [53] MARSHALL, G. D., R. J. WILLIAMS, N. JOVANOVIĆ, M. J. STEEL und M. J. WITHFORD: *Point-by-point written fiber-Bragg gratings and their application in complex grating designs*. Opt. Express, 18(19):19844–19859, 2010.
- [54] MARTINEZ, A., M. DUBOV, I. KHRUSHCHEV und I. BENNION: *Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser*. Electron. Lett., 40(19):1170 – 1172, 2004.
- [55] MASHKOV, V. A., W. R. AUSTIN, L. ZHANG und R. G. LEISURE: *Fundamental Role of Creation and Activation in Radiation-Induced Defect Production in High-Purity Amorphous SiO<sub>2</sub>*. Phys. Rev. Lett., 76(16):2926–2929, 1996.
- [56] MELTZ, G., W. W. MOREY und W. H. GLENN: *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method*. Opt. Lett., 14(15):823–825, 1989.
- [57] MIESE, C. T., M. J. WITHFORD und A. FUERBACH: *Fasr direct fabrication of waveguide Bragg gratings*. In: *OSA Optics and Photonics Congress*, 2010.
- [58] MILLER, G. A., C. G. ASKINS, G. A. CRANCH und E. J. FRIEBELE: *Early Index Growth in Germanosilicate Fiber Upon Exposure to Continuous-Wave Ultraviolet Light*. J. Lightwave Technol., 25(4):1034–1044, 2007.
- [59] MIYAMOTO, I., A. HOORN und J. GOTTMANN: *Local Melting of Glass Material and Its Application to Direct Fusion Welding by Ps-laser Pulses*. J. Laser Micro/Nanoeng., 2(1):7–14, 2007.
- [60] MIYAMOTO, I., A. HORN, J. GOTTMANN., D. WORTMANN und F. YOSHINO: *Fusion Welding of Glass Using Femtosecond Laser Pulses with High-repetition Rates*. J. Laser Micro/Nanoeng., 2(1):57–63, 2007.
- [61] MÜHLIG, C.: *Zur Absorption gepulster ArF-Laserstrahlung in hochtransparenten optischen Materialien*. Doktorarbeit, Physikalisch-Astronomische Fakultät, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2005.
- [62] MURATA, T., M. SATO, H. YOSHIDA und K. MORINAGA: *Compositional dependence of ultraviolet fluorescence intensity of Ce<sup>3+</sup> in silicate, borate, and phosphate glasses*. J. Non-Cryst. Solids, 351(4):312 – 316, 2005.



- [63] NATURA, U. und D. EHRT: *Formation of radiation defects in silicate and borosilicate glasses caused by UV lamp and excimer laser irradiation*. Glastechn. Ber. Glass Sci. Technol., 72:295–301, 1999.
- [64] NATURA, U. und D. EHRT: *Generation and healing behavior of radiation-induced optical absorption in fluoride phosphate glasses: The dependence on UV radiation sources and temperature*. Nucl. Instrum. Methods, 174(1-2):143–150, 2001.
- [65] NIKOGOSYAN, D. N.: *Multi-photon high-excitation-energy approach to fibre grating inscription*. Meas. Sci. Technol., 18:R1–R29, 2007.
- [66] OTHONOS, A.: *Fiber Bragg gratings*. Rev. Sci. Instrum., 68(12):4309–4341, 1997.
- [67] PATRICK, H. und S. L. GILBERT: *Growth of Bragg gratings produced by continuous-wave ultraviolet light in optical fiber*. Opt. Lett., 18(18):1484–1486, 1993.
- [68] PEDRINI, C.: *Electronic processes in rare earth activated wide gap materials*. phys. stat. sol. (a), 202(2):185–194, 2005.
- [69] POUMELLE, B.: *Links between writing and erasure (or stability) of Bragg gratings in disordered media*. J. Non-Cryst. Solids, 239(1-3):108–115, 1998.
- [70] POUMELLE, B., M. LANCY, J.-C. POULIN und S. ANI-JOSEPH: *Non reciprocal writing and chirality in femtosecond laser irradiated silica*. Opt. Express, 16(22):18354–18361, 2008.
- [71] POUMELLE, B., V. M. MASHINSKY, A. N. TRUKHIN und P. GUÉNOT: *270 nm absorption and 432 nm luminescence bands in doped silica glasses*. J. Non-Cryst. Solids, 239(1):84–90, 1998.
- [72] PUTNAM, M., C. ASKINS, G. WILLIAMS, E. FRIEBELE, M. BASKANSKY und J. REINTJES: *Single pulse fabrication of fibre Bragg gratings using a phase-conjugated KrF excimer laser*. Electron. Lett., 31(11):885–886, 1995.
- [73] REICHMAN, W. J., J. W. CHAN, C. W. SMELSER, S. J. MIHAILOV und D. M. KROL: *Spectroscopic characterization of different femtosecond laser modification regimes in fused silica*. J. Opt. Soc. Am. B, 24(7):1627–1632, 2007.
- [74] SAITO, K.: *Mechanisms of photodarkening and methods to investigate the structural changes*. In: *Workshop on Photodarkening*, 2010.
- [75] SAITOH, A., S. MURATA, S. MATSUISHI, M. OTO, T. MIURA, M. HIRANO und H. HOSONO: *Phosphorus co-doping effect on photoluminescence in Ce<sup>3+</sup>-doped SiO<sub>2</sub> glasses: The formation of unique ligand field by P-co-doping*. J. Lumin., 122-123:355–358, 2007. 2005.
- [76] SALEH, B. E. A. und M. C. TEICH: *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons Inc. New York, 1991.

- [77] SCHAFFER, C., J. GARCIA und E. MAZUR: *Bulk heating of transparent materials using a high-repetition-rate femtosecond laser*. Appl. Phys. A, 76:351–354, 2003.
- [78] SCHWUCHOW, A.: *Absorptions- und Fluoreszenzdaten*. persönliche Mitteilung.
- [79] SKUJA, L.: *Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide*. J. Non-Cryst. Solids, 239(1-3):16–48, 1998.
- [80] SLATTERY, S. A., D. N. NIKOGOSYAN und G. BRAMBILLA: *Fiber Bragg grating inscription by high-intensity femtosecond UV laser light: comparison with other existing methods of fabrication*. J. Opt. Soc. Am. B, 22(2):354–361, 2005.
- [81] SMELSER, C., S. MIHAILOV und D. GROBNIC: *Formation of Type I-IR and Type II-IR gratings with an ultrafast IR laser and a phase mask*. Opt. Express, 13(14):5377–5386, 2005.
- [82] SMELSER, C. W., F. BILODEAU, B. MALO, D. GROBNIC und S. J. MIHAILOV: *Novel phase mask Apparatus for Through the Jacket inscription of FBGs in unloaded SMF-28 fiber*. In: *OSA Optics and Photonics Congress*, 2010.
- [83] SMITH, A. V. und B. T. DO: *Bulk and surface laser damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064 nm*. Appl. Opt., 47(26):4812–4832, Sep 2008.
- [84] STEINMEYER, G.: *Wie misst man kurze Laserpulse? Welche Verfahren gibt es?*. Laser Tech. J., 2(4):34–39, 2005.
- [85] STROUD, J. S.: *Color Centers in a Cerium-Containing Silicate Glass*. J. Chem. Phys., 37(4):836–841, 1962.
- [86] SULIMOV, V. B., V. O. SOKOLOV, E. M. DIANOV und B. POUMELLE: *Photo-induced structural transformations in silica glass: the role of oxygen vacancies in the mechanism of formation of refractive-index gratings by UV irradiation of optical fibres*. Quantum Electron., 26(11):988, 1996.
- [87] SUZUKI, S., A. SCHULZGEN, S. SABET, J. V. MOLONEY und N. PEYGHAMBARIAN: *Photosensitivity of Ge-doped phosphate glass to 244 nm irradiation*. Appl. Phys. Lett., 89(17):171913, 2006.
- [88] TAUC, J.: *Optical properties of amorphous semiconductors and solar cells*. In: *Fundamentals of semiconductors*. Springer Berlin / Heidelberg, 1999.
- [89] TAUNAY, T., P. BERNAGE, M. DOUAY, W. X. XIÉ, G. MARTINELLI, P. NIAY, J. F. BAYON, E. DELEVAQUE und H. POIGNANT: *Ultraviolet-enhanced photosensitivity in cerium-doped aluminosilicate fibers and glasses through high-pressure hydrogen loading*. J. Opt. Soc. Am. B, 14(4):912–925, 1997.
- [90] UNGER, S.: *SEFAS3*. Faserkatalog, institutsintern.

- [91] VEASEY, D. L., D. S. FUNK, P. M. PETERS, N. A. SANFORD, G. E. OBARSKI, N. FONTAINE, M. YOUNG, A. P. PESKIN, W.-C. LIU, S. N. HOUE-WALTER und J. S. HAYDEN: *Yb/Er-codoped and Yb-doped waveguide lasers in phosphate glass*. J. Non-Cryst. Solids, 263-264:369–381, 2000.
- [92] WANG, Y., H. BARTELT, M. BECKER, S. BRÜCKNER, J. BERGMANN, J. KOBELKE und M. ROTHARDT: *Fiber Bragg grating inscription in pure-silica and Ge-doped photonic crystal fibers*. Appl. Opt., 48(11):1963–1968, 2009.
- [93] WATANABE, W. und K. ITOH: *Fabrication of Micro-Photonic Component in Silica Glass with Femtosecond Laser Pulses*. J. Opt. Soc. Korea, 8(1):21–28, 2004.
- [94] WATANABE, W., T. TAMAKI und K. ITOH: *Femtosecond Laser Micromachining and Biological Therapy*. Laser Physics, 18(3):263–269, 2008.
- [95] WATANABE, W., T. TOMA, K. YAMADA, J. NISHII, K. I. HAYASHI und K. ITOH: *Optical seizing and merging of voids in silica glass with infrared femtosecond laser pulses*. Opt. Lett., 25(22):1669–1671, 2000.
- [96] WATANABE, Y., J. NISHII, H. MORIWAKI, G. FURUHASHI, H. HOSONO und H. KAWAZOE: *Permanent refractive-index changes in GeO<sub>2</sub> glass slabs induced by irradiation with sub band gap light*. J. Non-Cryst. Solids, 239(1-3):104–107, 1998.
- [97] WEBER, R., J. A. TANGEMAN, P. C. NORDINE, R. N. SCHEUNEMANN, K. J. HIERA und C. S. RAY: *Rare earth-aluminum oxide glasses for optical applications*. J. Non-Cryst. Solids, 345-346(10):359–365, 2004.
- [98] WIKSZAK, E., J. THOMAS, J. BURGHOFF, B. ORTAÇ, J. LIMPET, S. NOLTE, U. FUCHS und A. TÜNNERMANN: *Erbium fiber laser based on intracore femtosecond-written fiber Bragg grating*. Opt. Lett., 31(16):2390–2392, 2006.
- [99] YE, C., J. J. M. I PONSODA, A. TERVONEN und S. HONKANEN: *Refractive index change in ytterbium-doped fibers induced by photodarkening and thermal bleaching*. Appl. Opt., 49(30):5799–5805, 2010.

# Anhang

## A Energiedichteabschätzung über einen Gaußstrahlansatz

Die Intensität und Energiedichte des fokussierten Laserstrahls an der Faserposition wurde über einen Gausstrahlansatz abgeschätzt. Auf wichtige Rechenschritte zur Bestimmung der Spotgröße an der Faserposition wird im Folgenden eingegangen. Die bestimmten Größen sind abschließend in Tabelle A.1 dargestellt.

Für den Radius eines Gaußstrahls gilt

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}, \quad (\text{A.1})$$

mit dem Tailenradius  $w_0 = \sqrt{\lambda z_0 / \pi}$ , der Rayleighlänge  $z_0$  und dem Abstand von der Strahltaile z. Für große Abstände ( $z \gg z_0$ ) gilt näherungsweise

$$w(z) \approx \frac{w_0}{z_0} z = \theta_0 z, \quad (\text{A.2})$$

mit der Definition der Strahldivergenz  $\theta_0 = w_0 / z_0 = \lambda / (w_0 \pi)$ . Um neben idealen Gaußstrahlen auch reale Strahlverläufe über die Ausbreitung eines idealen Gaußstrahls beschreiben zu können, wird der sog.  $M^2$ -Parameter eingeführt. Es ergibt sich der Zusammenhang Strahltaile-Divergenzwinkel zu  $M^2 = \theta_0 w_0 \pi / \lambda$ . Die Position der Strahltaile  $z$  konnte nun über Gleichung A.1 berechnet werden, denn die Spotgröße am Ausgang des Frequenztiplers (Bezugspunkt)  $w(z)$  wurde bereits in Abschnitt 3.1.1 [S. 22] bestimmt, ebenso wie die Rayleighlänge  $z_0$  aus  $w_0$  berechnet werden konnte. In y-Richtung findet nun eine Fokussierung des Spots durch die Zylinderlinse statt. Dargestellt ist der Sachverhalt in Abbildung A.1, mit der Benennung entsprechender Größen. Zur Berechnung der neuen Strahltaile  $w'_0$ , der Fokustiefe  $2 z'_0$  und der Lage des Fokus zur Linse wird eine

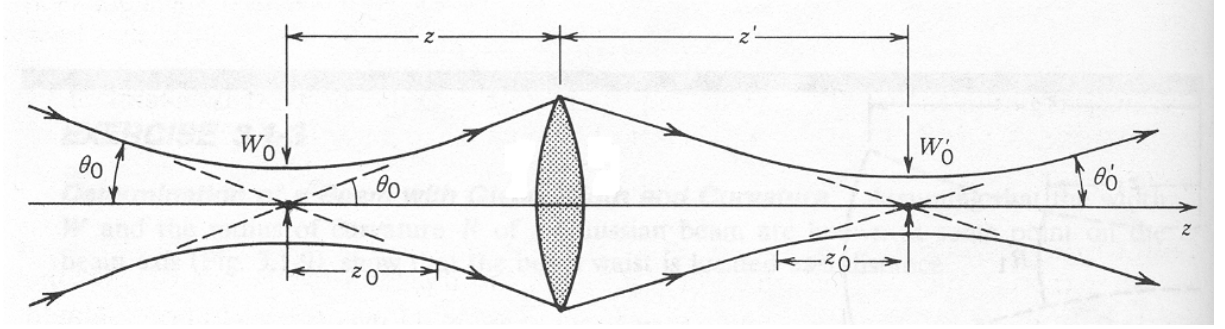


Abb. A.1: Skizzierter Strahlverlauf des Linsendurchgangs eines Gaußstrahls. [76]

Vergrößerung  $V$  definiert [76]. Es gilt für die Vergrößerung

$$V = \frac{V_r}{\sqrt{1 + r^2}} \quad (\text{A.3})$$

$$r = \frac{z_0}{z - f}, V_r = \left| \frac{f}{z - f} \right|, \quad (\text{A.4})$$

und für den neuen Tailenradius  $w'_0$ , die Rayleighlänge  $z'_0$  und den Abstand Fokus - Linse  $z'$

$$w'_0 = V w_0, \quad (\text{A.5})$$

$$z'_0 = V^2 z_0, \quad (\text{A.6})$$

$$z' = V^2(z - f) + f. \quad (\text{A.7})$$

An der Faserposition konnte die Strahlausdehnung in y-Richtung nun wieder über Gleichung A.1 mit den neuen Strahlparametern bestimmt werden. Eine weitere Fokussierung in y-Richtung (vertikaler Strahlbündelquerschnitt) durch die Faser wurde nicht berücksichtigt. Die Strahlbreite in x-Richtung (horizontaler Strahlbündelquerschnitt) wurde ebenfalls mit Gl. A.1 bestimmt, aber mit den Ausgangswerten  $w_0, z_0$  und  $z$  (Abstand alte Strahltaile - Faser). Die Spotfläche  $A$  kann genähert über eine Ellipse beschrieben werden, sodass gilt  $A = \pi w_x w_y$ . Berechnungsrelevante Größen für die Spotfläche sind in Tabelle A.1 dargestellt. Dabei wurde für 266 nm die Abschätzung der Divergenz für 400 nm übernommen.

Folgende Größen werden vom Strahlengang als bekannt vorausgesetzt: die Pulsdauer  $\tau$ , die Durchschnittsleistung  $P$ , die Repetitionsrate  $R_{\text{rep}}$  und die Effizienz  $\eta_{PM}$  der Phasemasken (siehe Tab. 3.1). Die Berechnung der Energiedichte sowie der Intensität ist in folgender Tabelle A.2 zusammengefasst. Angegeben sind typische Werte. Zu beachten ist, dass es sich um eine größenordnungsmäßige Abschätzung handelt. Schon eine Platzierung der Faser etwa 3 mm hinter dem Fokus an Stelle von den hier angenommenen etwa 1,5 mm führt zu einer starken Änderung des Strahlradius in y-Richtung und damit zu einem Abfall der Intensität und der Energiedichte um etwa 30%.

Parameter	Bedeutung	266 nm	400 nm
$\theta_{0(x,y)}/\text{mrad}$	Divergenz	-0,26; -0,33	-0,26; -0,33
$M^2$		1,5	1,5
$w_{0(x,y)}/\mu\text{m}$	Strahltaille nach SHG	385; 488	579; 735
$z_{0(x,y)}/\text{m}$	Rayleighlänge nach SHG	1,75; 2,82	2,63; 4,24
$w_{x,y}(SHG)/\mu\text{m}$	Strahlradius am SHG - Ausgang	3320; 2630	3320; 2630
$z_{x,y}(SHG)/\text{m}$	Abstand SHG - Strahltaille	-15,0; -14,9	-14,9; -14,6
$z_{y,ges.}/\text{m}$	Abstand Strahltaille - Linse	-12,6	-12,5
$f/\text{mm}$	Brennweite Linse	388,3	287,7
$V_y$	Vergrößerung in y	0,031	0,022
$w'_{0(y)}/\mu\text{m}$	neue Strahltaille in y	15,2	16,4
$z'_y/\text{mm}$	Abstand Linse - neue Taille	375,8	281,3
$2z'_{0(y)}/\text{mm}$	Fokustiefe in z	5,4	4,2
$w_{x,y}(Faser)/\mu\text{m}$	Strahltaille an Faserposition	2185; 17,22	2287; 20,5
$A/\text{mm}^2$	Spotfläche	0,12	0,15

Tab. A.1: Typische Werte des Strahlengangs in Gaußstrahlapproximation.

Bezeichnung	Formel	266 nm	400 nm
Pulsdauer	$\tau$	417 fs	200 fs
Durchschnittsleistung	$P$	270 mW	1100 mW
Repetitionsrate	$R_{\text{rep}}$	1 kHz	1 kHz
Effizienz Phasenmaske in $\pm 1$ . Ordnung	$\eta_{\text{PM}}$	0,56	0,62
Energie pro Puls	$E = P \cdot \eta_{\text{PM}} / R_{\text{rep}}$	0,15 mJ	0,68 mJ
Pulsspitzenleistung	$P_{\text{max}} = E / \tau$	0,36 GW	3,4 GW
Intensität	$I = P_{\text{max}} / A$	306 GW/cm <sup>2</sup>	1110 GW/cm <sup>2</sup>
Energiedichte	$F = E / A$	128 mJ/cm <sup>2</sup>	460 mJ/cm <sup>2</sup>

Tab. A.2: Berechnung typischer Intensitäts- und Energiedichtewerte für 266 nm und 400 nm.

## B Bestimmung der Pulsdauer für 266 nm

Zur experimentellen Abschätzung der Pulsdauer wurde mit Hilfe der Scheibenwischerjustage der Kippwinkel der Spiegel bestimmt, bei dem die beobachtete Schwebung verschwand. Aus dem Kippwinkel kann man nach der Gleichung  $s = 4L \cdot \frac{\tan \phi}{\cos \phi} \Delta\Phi$  die optische Wegdifferenz errechnen, die durch die Spiegelkipfung zwischen beide Teilstrahlen eingebracht wurde ( $2L$  Abstand Phasenmaske - Faser,  $\phi$  Beugungswinkel,  $\Delta\Phi$  Kippwinkel). In dem vorliegenden Fall entspricht die optische Wegdifferenz der zeitlichen Kohärenzlänge  $l_c^t$ , aus der man die Kohärenzzeit über  $\tau_c = l_c^t/c$  berechnen kann ( $c$  Lichtgeschwindigkeit). Im Idealfall eines gaußförmigen Pulses ist die Kohärenzzeit gleichzusetzen mit der Pulsdauer, im Allgemeinen entspricht sie aber nur einer unteren Grenze der Pulsdauer. Das bedeutet, dass die hier abgeschätzte Kohärenzzeit nur eine untere Schranke der Pulsdauer darstellt.

In Abbildung B.1 ist die Abschätzung der Kohärenzzeit dargestellt. Zum Vergleich wurde die Autokorrelationsbreite  $\tau_{AK}$  der 800 nm-Pulse mit dem Autokorrelator bestimmt und unter der Annahme eines idealen Gaußpulses in die Halbwertsbreite (HWB) der Pulsdauer  $\tau_{800\text{ nm}}$  umgerechnet nach  $\tau_{800\text{ nm}} = \tau_{AK}/\sqrt{2}$  (Pulsdauer und Fitkurve schwarz dargestellt). Dargestellt wurde die ermittelte Pulsdauer für 800 nm über der Durchschnittsleistung des 266 nm-Strahls, die mit dem *Labmax*-Detektor gemessen wurde, gleichzeitig zur Bestimmung der Pulsdauer. Deutlich zu erkennen ist, dass mit fallender Leistung die Pulsdauer bei 800 nm verlängert wird. Dieses Verhalten entspricht dem, welches im Abschnitt zum fs-Lasersystem 3.1.1 [S. 22] beschrieben wurde. Bei der maximalen Leistung, d.h. unter optimaler Einstellung der RGA, besitzen die fs-Pulse die kürzeste Pulsdauer, die mit diesem System möglich ist ( $\Delta\tau_{800\text{ nm}} \approx 150\text{ fs}$ ).

Für die Charakterisierung der 266 nm-Pulse wurde für jede eingestellte Leistung die Schwebung analysiert, d.h. der maximale Kippwinkel bestimmt, in eine optische Wegdifferenz umgerechnet und daraus die Kohärenzzeit ermittelt. Um diese Kohärenzzeit mit der Pulsdauer der 800 nm-Pulse zu vergleichen musste berücksichtigt werden, dass es sich bei der 800 nm-Pulsdauer um die Angabe einer Halbwertsbreite (HWB) handelt, bei der 266 nm-Dauer um die volle zeitliche Breite (VB, rot). Für die grobe Abschätzung, die damit erzielt werden sollte, wurde die volle zeitliche Breite halbiert. In Abbildung B.1 wurde die Halbwertsbreite der Kohärenzzeit (HWB, grün) dargestellt. Sie zeigt nicht mehr das typische Verhalten wie die 800 nm-Pulsdauer, sondern ist innerhalb der Toleranzgrenzen konstant ( $\tau_c \approx (410 \pm 50\text{ fs})$ ). Eine mögliche Erklärung des abweichenden Verhaltens ist die Frequenzkonversion, für die die Phasenanpassungsbedingungen erfüllt sein müssen. Bei einer Leistungsvariation des 800 nm-Strahls ist eine Phasenänderung vorstellbar, die zu einer schlechteren Phasenanpassung führen kann und somit Leistung und Pulsdauer

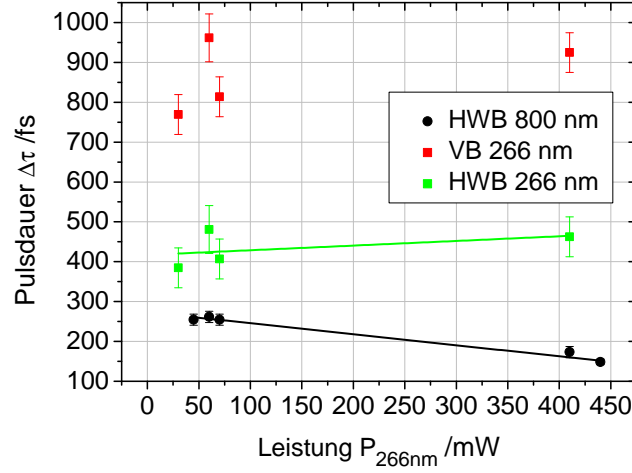


Abb. B.1: Dargestellt sind die Pulsdauern bzw. Kohärenzzeiten der IR- und UV-Pulse in Abhängigkeit von der Durchschnittsleistung des 266 nm-Strahls zur Abschätzung der Kohärenzzeit der 266 nm-Pulse (HWB, grün). Die Darstellung über der 266 nm-Durchschnittsleistung wurde gewählt, weil die Leistungsbestimmung für 266 nm parallel zur Autokorrelationsmessung bei 800 nm möglich war und die Pulsdauer für 800 nm nur vergleichsweise angegeben werden sollte. Für die 800 nm-Pulse wurde ein linearer Fit durch die Pulsdauer (HWB, schwarz) gelegt, mit der Gleichung ( $\Delta\tau_{800\text{ nm}} = (273 \pm 6) \text{ fs} - (0,28 \pm 0,02) \text{ fs/mW} \cdot P_{266\text{ nm}}$ ). Die Halbwertsbreite des 266 nm-Strahls wurde ermittelt wie im Text beschrieben und ebenfalls linear gefittet. Es ergab sich für die Kohärenzzeit ( $\tau_c \approx (410 \pm 50 \text{ fs})$ ), d.h. sie ist konstant innerhalb der Toleranzgrenzen. In beiden Fällen wurde trotz der geringen Messwertanzahl ein linearer Fit verwendet, weil es sich nur um eine Abschätzung der Pulsdauer bzw. Kohärenzzeit handelt und nicht der funktionelle Zusammenhang zwischen Durchschnittsleistung und Pulsdauer bestimmt werden sollte.

des 266 nm- und auch 400 nm-Strahls beeinflusst.



## C Zeitdiagramm

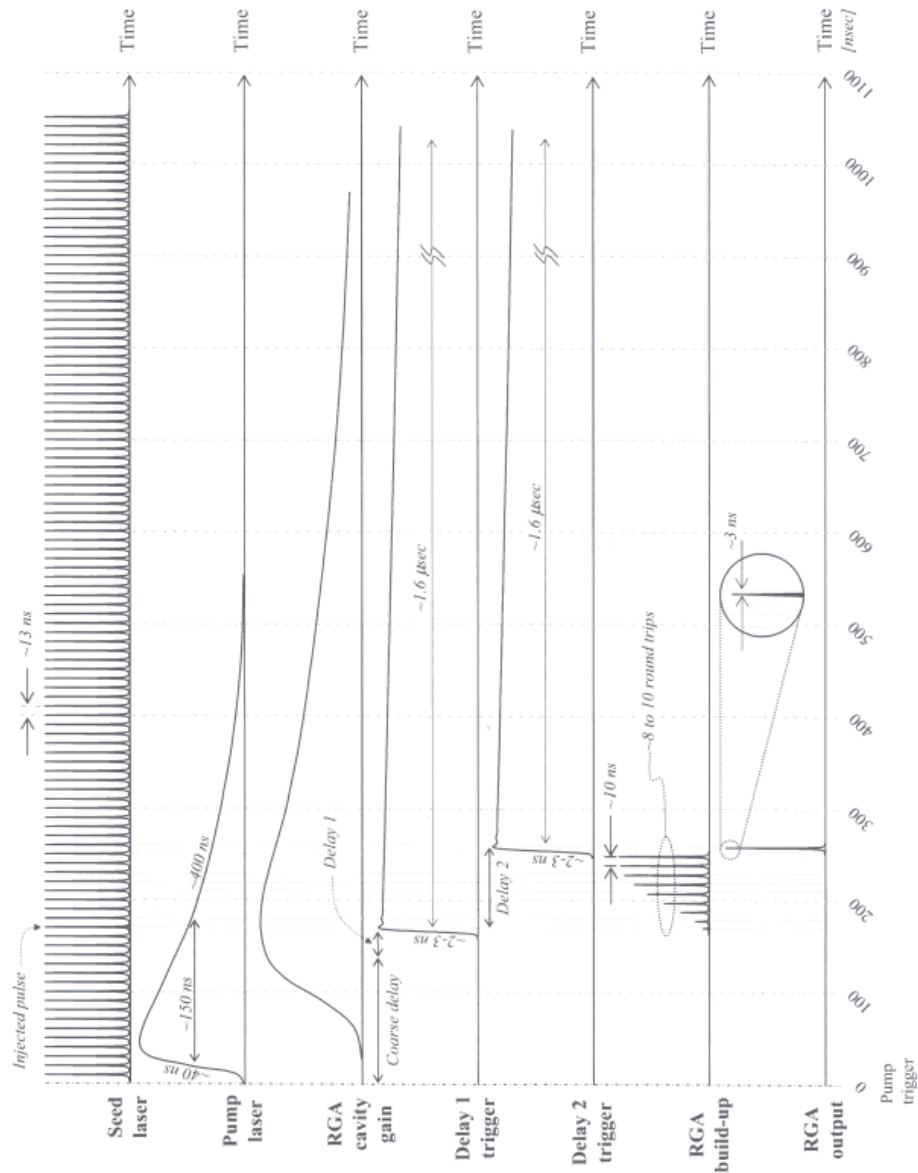


Abb. C.1: Zeitdiagramm zur Pulsverstärkung im Resonator des regenerativen Verstärkers (RGA). Der ausgekoppelte Puls (RGA output) durchläuft anschließend die Kompressorstrecke und wird zeitlich gestaucht. [13]

## D Spiegelcharakteristik

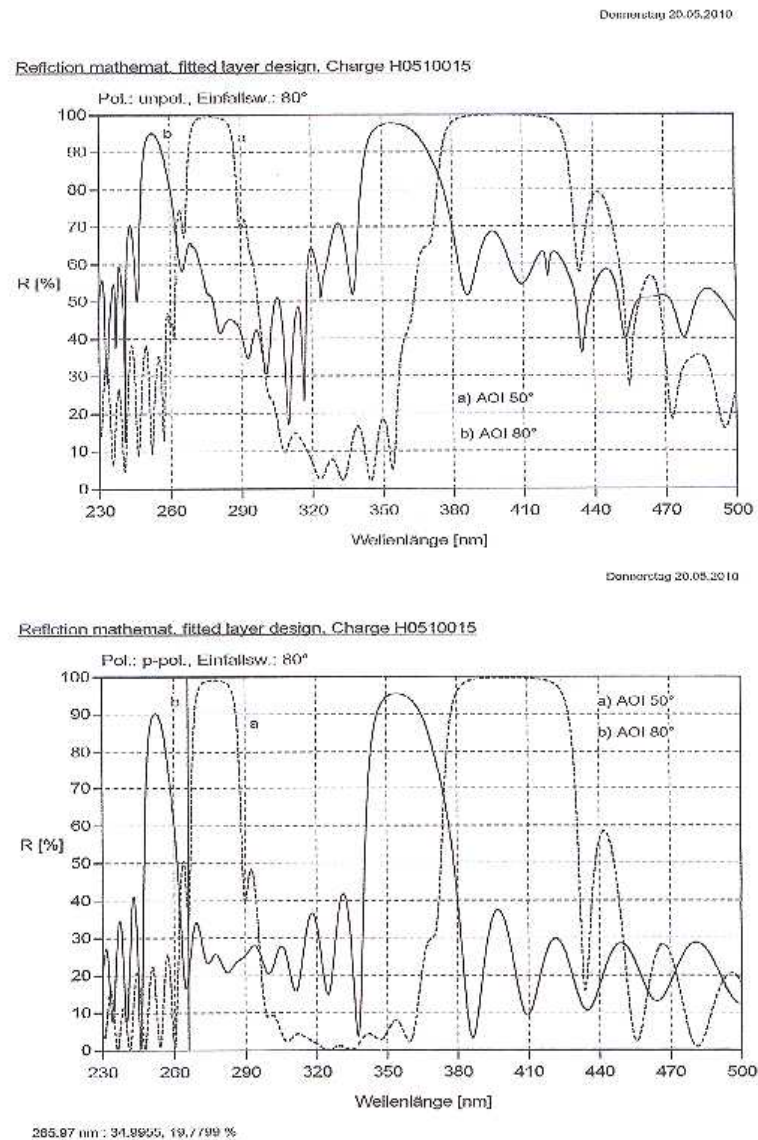


Abb. D.1: Reflexionsverhalten der Interferometerspiegel für unpolarisiertes Licht (oben) und p-polarisiertes Licht (unten). Dargestellt wurden die Kurven für zwei verschiedene Einfallswinkel (50° und 80°). [47]

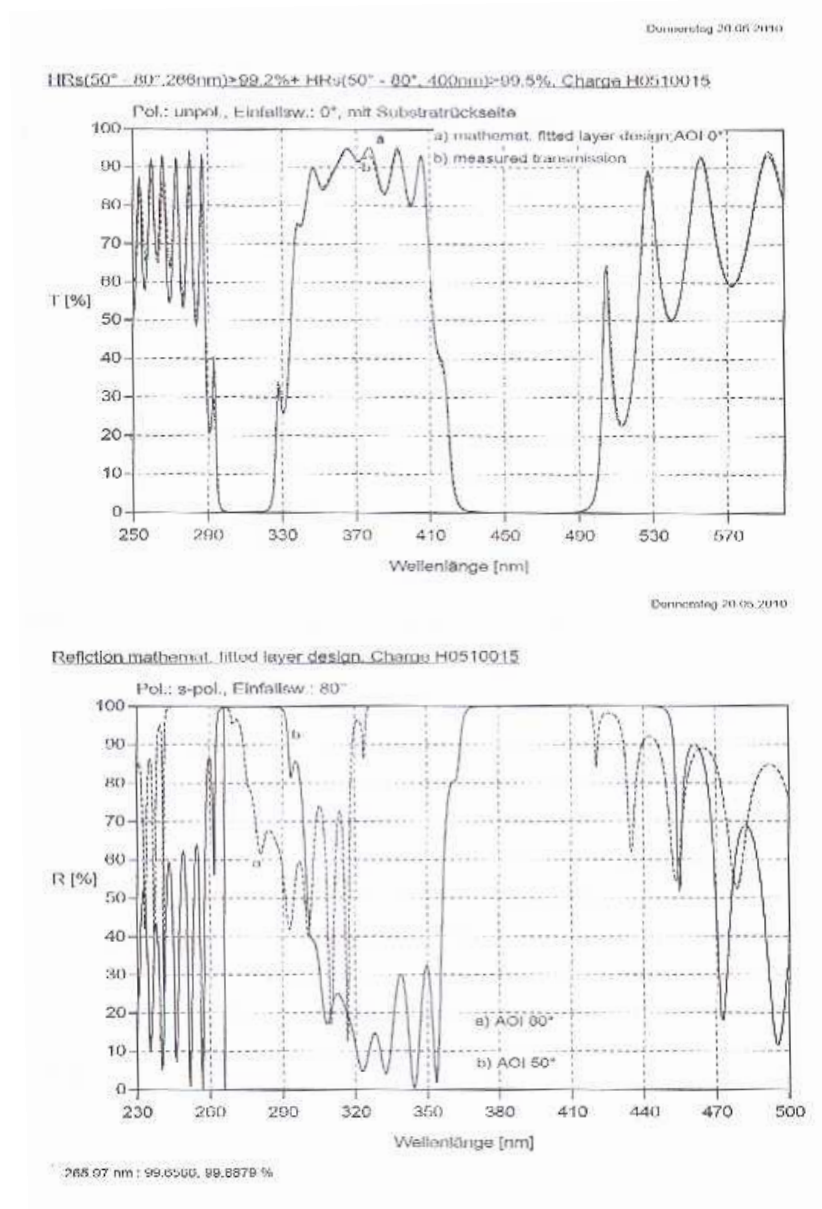


Abb. D.2: Reflexionsverhalten der Interferometerspiegel für unpolarisiertes Licht auf der Substratrückseite (oben) und bei s-Polarisation des einfallenden Lichts (unten). Für 266 nm und 400 nm sind die Spiegel für s-polarisiertes Licht für Einfallswinkel zwischen 50° und 80° hochreflektierend (unten) [47].

## E Absorptionsspektren der Fasern

Dargestellt sind die Absorptionskurven der Faser der Yb-Al-, Yb-Ce-Al- und Ce-Al-Reihe.

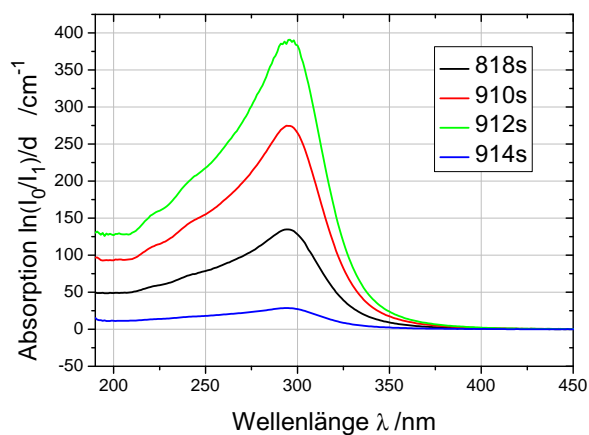


Abb. E.1: Absorptionskurven, gemessen an Preformscheiben, der Ce-Al-Dotierungsreihe.

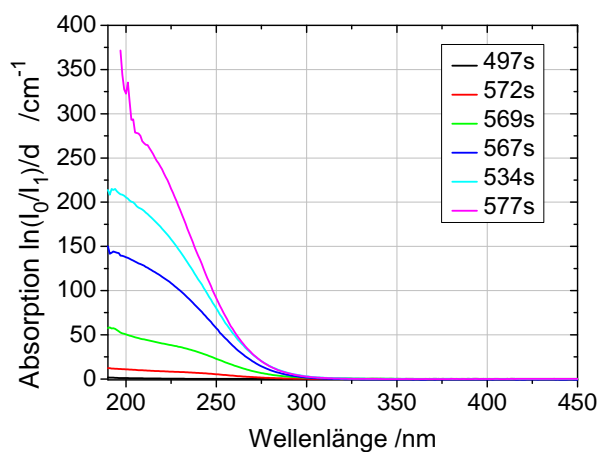


Abb. E.2: Absorptionskurven, gemessen an Preformscheiben, der Yb-Al-Dotierungsreihe.

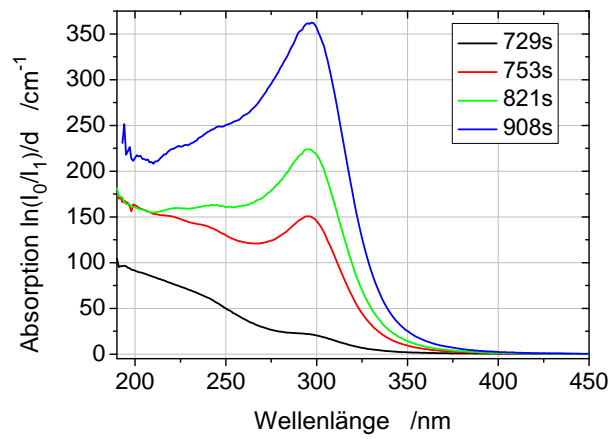


Abb. E.3: Absorptionskurven, gemessen an Preformscheiben, der Yb-Ce-Al-Dotierungsreihe.

## F Ergebnisse der Absorptions- und UV-angeregten Fluoreszenzmessungen

Dargestellt sind zum Vergleich eine Messung vor und nach der Bestrahlung mit 266 nm-fs-Pulsen. In den Fluoreszenzspektren sieht man, dass die Proben auf ihre jeweils charakteristischen Peaks normiert wurden (vgl. Skalen links und rechts). Der Grund dafür war die schlechte Reproduzierbarkeit der Messungen. Es ist so aber trotzdem möglich, Aussagen über die relativen Änderungen der Peaks zueinander zu machen.

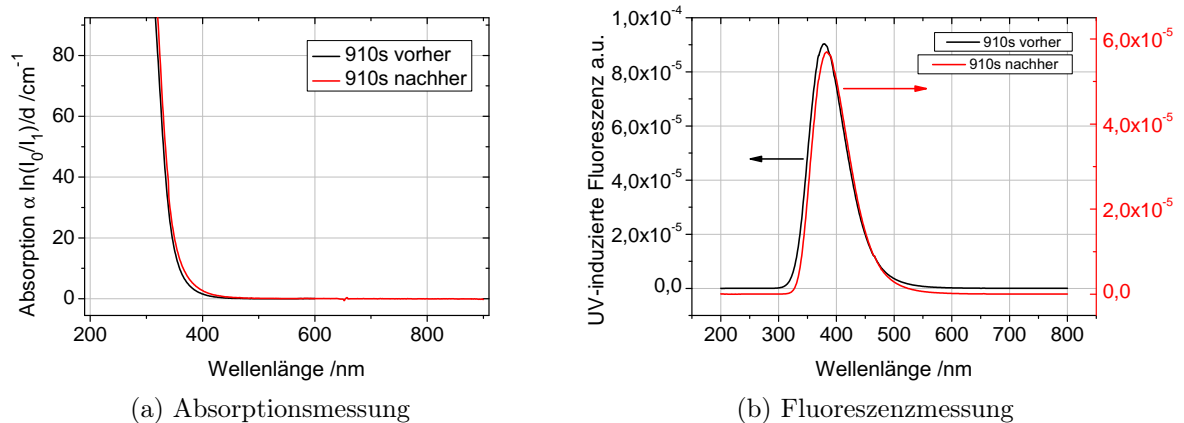


Abb. F.1: Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz an der Preformscheibe 910s.

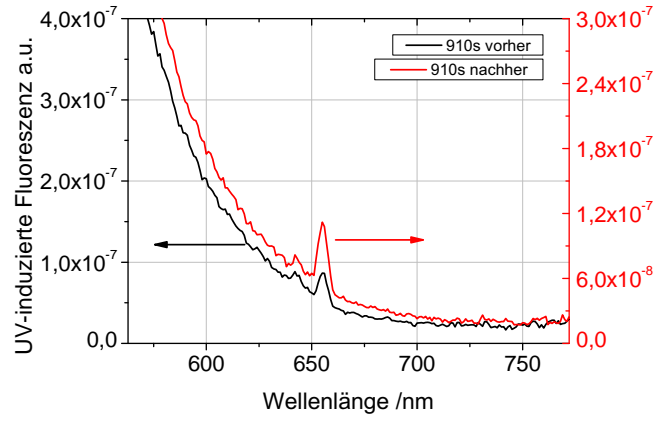


Abb. F.2: Vergrößerte Darstellung der UV-angeregten Fluoreszenz in Preform 910s.

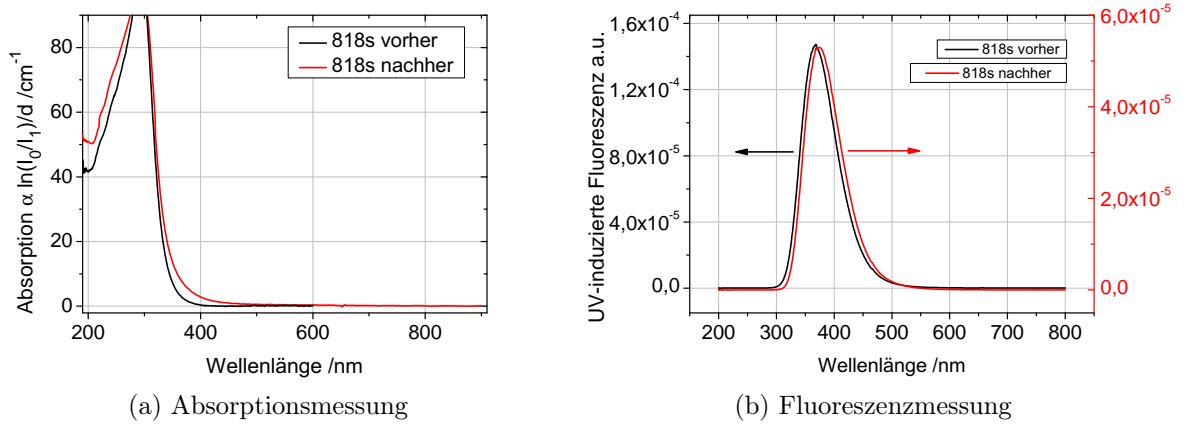


Abb. F.3: Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz an der Preformscheibe 818s. Für Absorptionen  $>100/\text{cm}$  sind die Messungen vor und nach der Bestrahlung nicht vergleichbar, weil verschieden dicke Proben vermessen wurden und das zu einer Abweichung in den Peakabsorptionen führt.

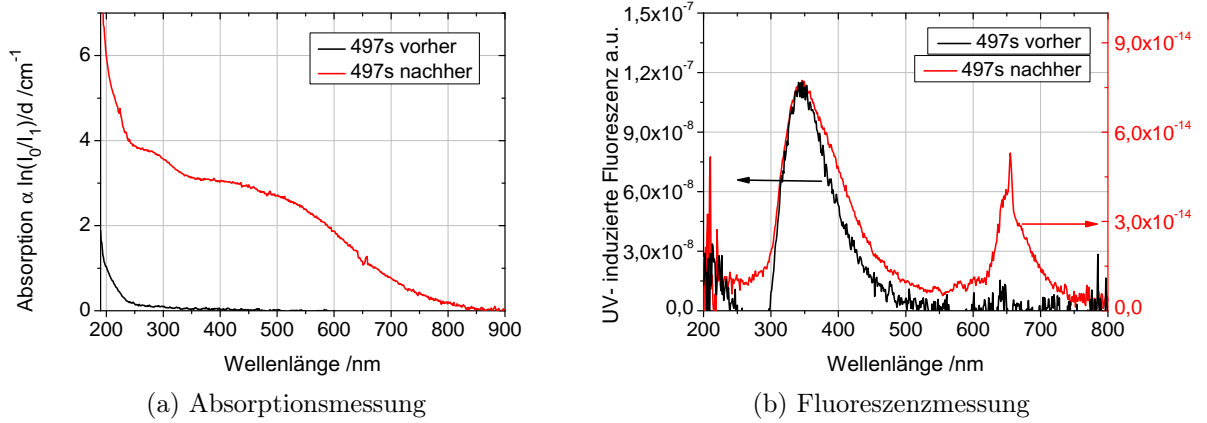


Abb. F.4: Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz an der Preformscheibe 497s.

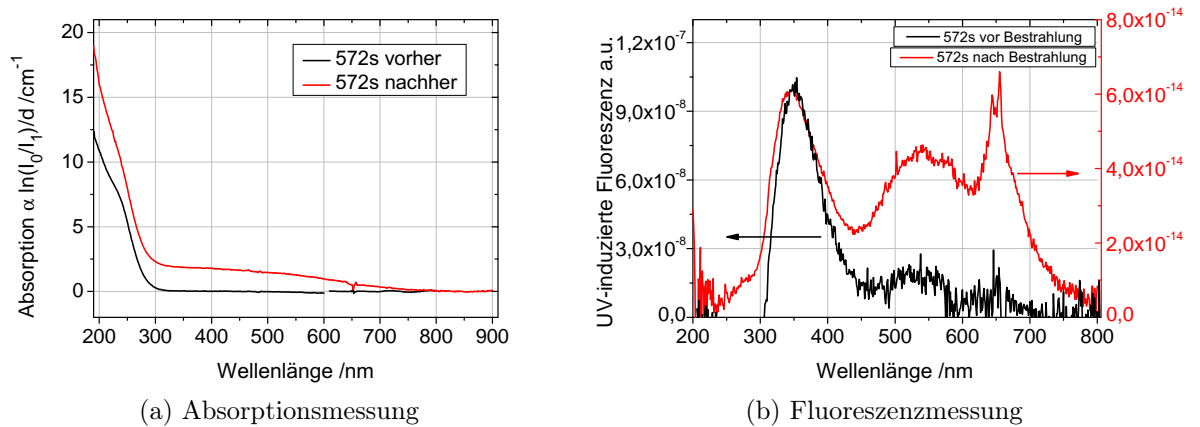


Abb. F.5: Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz an der Preformscheibe 572s.



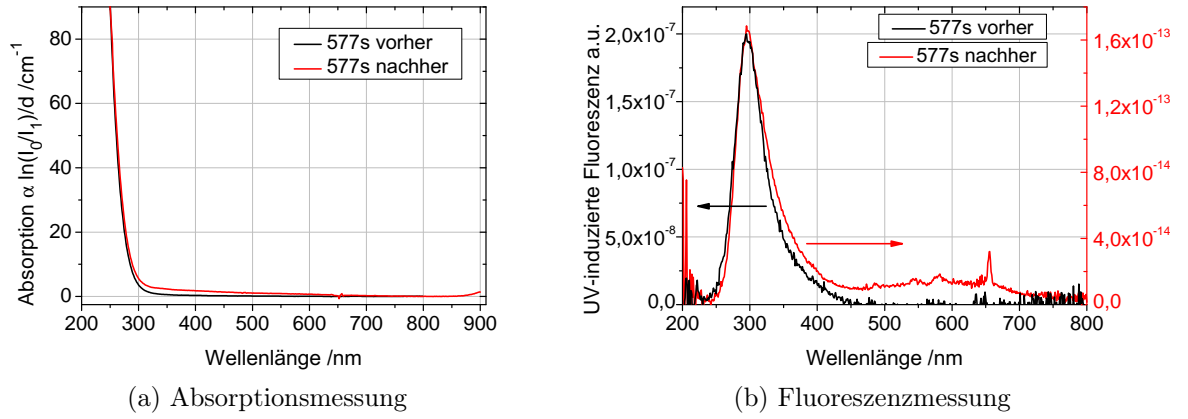


Abb. F.6: Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz an der Preformscheibe 577s.

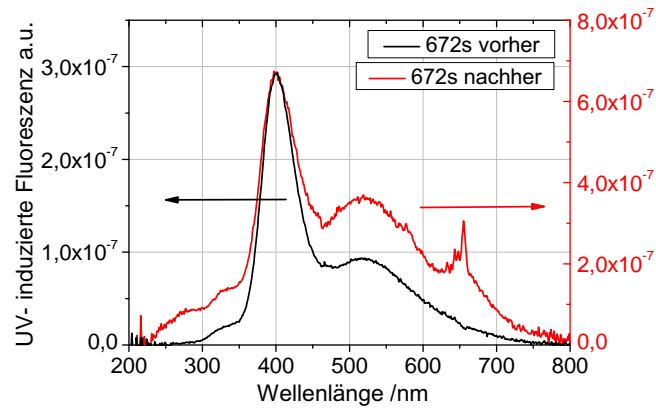


Abb. F.7: Messung der UV-angeregten Fluoreszenz mit einer Deuterium-Halogen-Lampe an einer hoch P-dotierten Preformscheibe vor und nach der Belichtung mit 266 nm-fs. Der Kern der Probe ist mit 4 mol%  $\text{P}_2\text{O}_5$ , 4 mol%  $\text{Al}_2\text{O}_3$  und 0,4 mol%  $\text{Yb}_2\text{O}_3$  dotiert.

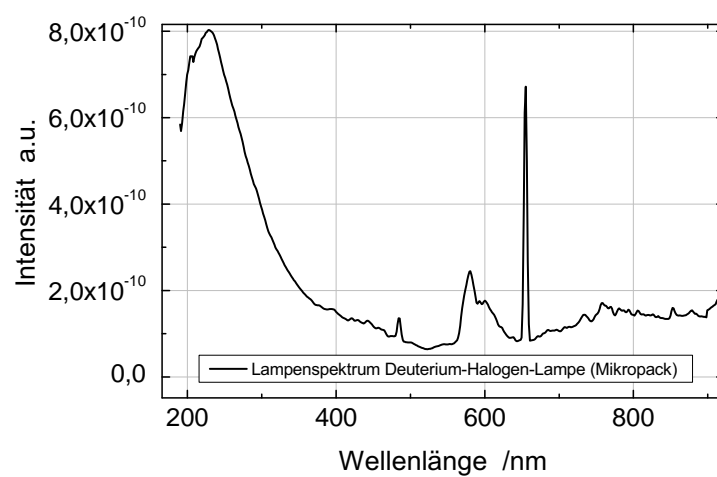


Abb. F.8: Spektrum der kombinierten Deuterium-Halogen-Lichtquelle, mit der die Fluoreszenz in den Preformscheiben angeregt wurde.

# Verwendete Symbole

## Griechische Buchstaben

$\alpha$	..... Dämpfungskoeffizient
$\beta$	..... Ausbreitungskonstante einer ebenen Welle
$\epsilon = \epsilon_{\text{ges}}$	..... Dielektrizitätszahl (Permittivität)
$\epsilon_2$	..... Intensitätsabhängige Komponente der Dielektrizitätszahl
$\epsilon_0$	..... Vakuumpermittivität
$\zeta$	..... zusätzlicher Phasenterm
$\eta$	..... Modenüberlappungsfaktor
$\eta_{\text{PM}}$	..... Beugungseffizienz Phasenmaske
$\theta_i$	..... Einfallswinkel
$\theta$	..... Brechungswinkel
$\kappa$	..... Imaginäerteil der Brechzahl, Extinktionskoeffizient
$\kappa_{\text{AC}}$	..... Kopplungskoeffizient der hin- und rücklaufenden Mode am Gitter
$\lambda$	..... Wellenlänge
$\lambda_c$	..... cut-off-Wellenlänge
$\lambda_{\text{FBG}}$	..... Bragg-Wellenlänge
$\lambda_{\text{UV}}$	..... Einschreibewellenlänge
$\Lambda_{\text{FBG}}$	..... Bragg-Gitterperiode
$\Lambda_{\text{PM}}$	..... Phasenmaskenperiode
$\mu$	..... Permeabilität
$\mu_0$	..... Vakuumpermeabilität
$\nu$	..... Frequenz
$\Delta\nu$	..... Frequenzbandbreite
$\tau_c$	..... Kohärenzzeit
$\Delta\tau$	..... Pulsdauer (zeitliche Breite)
$\Phi$	..... Beugungswinkel bzw. Rekombinationswinkel der Teilstrahlen
$\Phi_{\text{FBG}}$	..... Rekombinationswinkel bei Spiegelkipfung
$\Delta\Phi$	..... Kippwinkel der Spiegel
$\chi_i$	..... Komponenten der Suszeptibilität
$\omega$	..... Kreisfrequenz

# Lateinische Buchstaben

$a$	Kerndurchmesser
$A, \tilde{A}, C, a, b, c, t_0$	(Fit-) Konstanten
$A_{\text{Spot}}$	Spotfläche
$c$	Lichtgeschwindigkeit im Medium
$c_0$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$d$	Kerndurchmesser
$D$	Reflexion
$D^*$	Verlust
$E$	Pulsenergie
$E_i$	Amplitude eines skalaren elektrischen Feldes $E$
$E_U$	Urbach-Energie
$E_{\text{Tauc}}$	Tauc-Energie
$f$	Brennweite
$F$	Energiedichte
$F_{\text{ges}}$	Gesamtenergiedichtebeitrag
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$h \cdot \nu$	Photonenenergie
$i$	imaginäre Einheit
$I$	Intensität
$I_0$	eingestrahlte Intensität
$I_t$	transmittierte Intensität
$l$	Strahlbreite
$l_c^s$	räumliche Kohärenzlänge
$l_c^t$	zeitliche Kohärenzlänge
$L$	(Faser-) Länge
$L_G$	Gitterlänge
$m$	Beugungsordnung
$M$	Modenanzahl
$n_0$	Brechzahl umgebendes Medium
$n_1$	Brechzahl Faserkern
$n_2$	Brechzahl Fasermantel
$n_{\text{eff}}$	effektive Kernbrechzahl
$\tilde{n}$	komplexe Brechzahl
$\Delta n_{\text{AC}}$	Modulationsamplitude der Kernbrechzahl
$\Delta n_{\text{eff}}$	Änderung der effektiven Kernbrechzahl
$\Delta n_{\text{max}}$	maximale Kernbrechzahlmodulation
$\text{NA}$	Numerische Apertur
$P$	Laserdurchschnittsleistung
$P_{\text{in}}$	Eingangsleistung
$P_{\text{out}}$	Ausgangsleistung
$\vec{P}$	Polarisationsfeld im Dielektrikum
$R$	Gitterreflektivität

$R_{\text{Ref}}$	Reflektivität des Endreflexes
$R_{\text{rep}}$	Laserrepetitionsrate
$s$	optische Wegdifferenz
$t$	Zeit
$T$	Gittertransmission
$u$	skalare Komponente des elektrischen $\vec{E}$ oder magnetischen $\vec{H}$ Feldes
$V$	V-Parameter, $V_c=2,405$ für die Grundmode
$x, y, z$	Ortskoordinaten
$dx$	Breite des Interferenzmusters
$z_0$	ideale Probenebene
$dz$	Tiefe des Interferenzmusters

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Skizze einer Stufenindexfaser. . . . .	3
2.2	Brechzahlprofil einer Ge-dotierten Faser . . . . .	4
2.3	Dämpfungskurve einer optischen Faser . . . . .	6
2.4	Faser-Bragg-Gittertypen. . . . .	11
2.5	Einschreibemethoden für Faser-Bragg-Gitter. . . . .	12
2.6	Skizze eines Verstärkungsprofils. . . . .	15
2.7	Frequenzmischung . . . . .	18
2.8	fs-Mikrostrukturierung. . . . .	19
3.1	Emissions- und Absorptionsspektrum eines Titan-Saphir-Kristalls. . . . .	22
3.2	Bestimmung der Divergenz des fs-Lasers. . . . .	24
3.3	Skizze des Talbot-Interferometers. . . . .	25
3.4	Schwebung auf einem Glasplättchen. . . . .	26
3.5	Skizzen zur Kohärenz . . . . .	26
3.6	Streufahne - experimentelle Beobachtung. . . . .	28
3.7	Streufahne - Simulation. . . . .	28
3.8	Simulation und experimentelle Beobachtungen zur Fokusslage. . . . .	29
3.9	Reflexions- und Transmissionsmessung eines FBGs. . . . .	32
3.10	Grafische Darstellung des Lamber-Beerschen-Gesetzes. . . . .	33
3.11	Abscannen einer Preformscheibe. . . . .	35
3.12	Gitterwachstum bei Belichtung mit 266 nm und 400 nm-fs-Pulsen. . . . .	35
3.13	Verlauf der Braggwellenlänge bei 266 nm- und 400 nm-fs-Belichtung. . . . .	35
3.14	Wachstumverhalten bei 400 nm-fs-Belichtung. . . . .	36
3.15	Messung des Gitterwachstums am Excimerlaser. . . . .	37
4.1	Induzierte Absorption durch 266 nm-fs-Bestrahlung. . . . .	38
4.2	Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz mit einer Deuteriumlampe an Faser 910s. . . . .	39
4.3	Absorptionsmessungen an den Preformscheiben 497s und 577s. . . . .	39
4.4	Messungen der UV-angeregten Fluoreszenz an Preform 497s und 577s. . . . .	40
4.5	Gitterwachstumskurven der Ce-Al-Serie. . . . .	43
4.6	Gitterwachstumskurven der Yb-Al-Serie. . . . .	43
4.7	Gitterwachstumskurven der Yb-Ce-Al-Serie. . . . .	44
4.8	Gitterwachstumskurven in Fasern verschiedener Dotierung. . . . .	44
4.9	Gitterwachstum bei verschiedenen Al- und P-Gehalten. . . . .	45
4.10	Vergleich des Gitterwachstums bei beiden fs-Wellenlängen. . . . .	46
4.11	Leistungsabhängigkeit des Typ-II-Verhaltens bei 400 nm-fs-Belichtung. . . . .	47

4.12	Verhalten der Gitterreflexion und Braggwellenlänge in Faser 729s beim Tempern. . . . .	48
4.13	Leistungsabhängigkeit des Gitterwachstums bei 266 nm-fs-Belichtung. . . .	48
4.14	Vergleich Gitterwachstum Excimer- und fs-Laser. . . . .	49
4.15	Reflektivität und Brechzahlmodulation bei Belichtung am Excimer- und fs-Laser für Faser 910s. . . . .	50
4.16	Gitterwachstum am Excimer-Laser. . . . .	50
4.17	Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von dem jeweiligen Dotierungsgehalt. . . . .	52
4.18	Auswertung zur Abschätzung der Anzahl absorbierter Photonen bei der fs-Belichtung. . . . .	53
4.19	Auswertung der Absorptionsbanden zur Bestimmung des optischen Bandabstandes und der Tauc-Energie. . . . .	54
5.1	Darstellung der Absorptionsanteile von Ein- und Zweiphotonenabsorption. .	58
5.2	Grafik zur Brechzahländerung beim Typ-II-Gitterwachstum. . . . .	61
5.3	Vergleich der Absorptionsanteile von Ein- und Zweiphotonenabsorption für ns- und fs-Belichtung. . . . .	64
A.1	Gaußstrahl beim Linsendurchgang . . . . .	78
B.1	Pulsdauer IR- und UV- Pulse. . . . .	81
C.1	Zeitdiagramm zur Pulsverstärkung im Resonator der RGA. . . . .	82
D.1	Interferometerspiegelcharakteristik 1. . . . .	83
D.2	Interferometerspiegelcharakteristik 2. . . . .	84
E.1	Absorptionskurven, gemessen an Preformscheiben, der Ce-Al-Dotierungsreihe. .	85
E.2	Absorptionskurven, gemessen an Preformscheiben, der Yb-Al-Dotierungsreihe. .	85
E.3	Absorptionskurven, gemessen an Preformscheiben, der Yb-Ce-Al-Dotierungsreihe. .	86
F.1	Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz an einer Preformscheibe der Faser 910s. . . . .	87
F.2	Induzierte Fluoreszenz in Preform 910s, Zoom. . . . .	88
F.3	Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz an einer Preformscheibe der Faser 818s. . . . .	88
F.4	Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz an einer Preformscheibe der Faser 497s. . . . .	89
F.5	Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz an einer Preformscheibe der Faser 572s. . . . .	89
F.6	Messungen der Absorption und UV-angeregten Fluoreszenz an einer Preformscheibe der Faser 577s. . . . .	90
F.7	Induzierte Fluoreszenz in Preform 672s. . . . .	90
F.8	Spektrum der kombinierten Deuterium-Halogen-Lichtquelle. . . . .	91

# Tabellenverzeichnis

3.1	Parameter des Interferometers . . . . .	25
3.2	Parameter zur zeitlichen und räumlichen Kohärenz. . . . .	27
3.3	Faserparameter . . . . .	30
4.1	Zusammenfassung der Ergebnisse zur Polarisationsempfindlichkeit. . . . .	55
5.1	Zusammenfassung der Ergebnisse aus dem Vergleich der Wachstumskurven bei verschiedener Dotierung. . . . .	59
5.2	Werte für das Einschreiben eines Typ-II-Gitters für 400 nm und 248 nm. . .	62
5.3	Zusammenfassung zu den belichteten Fasern am Excimer-Laser. . . . .	63
A.1	Gaußstrahlnäherung . . . . .	79
A.2	Intensitäten und Energiedichte . . . . .	79



# Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig, ohne unzulässiger Hilfe Dritter verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Zitierte Textstellen und Abbildungen habe ich als solche kenntlich gemacht und ausgewiesen. Die Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch nicht veröffentlicht oder als Studienleistung vorgelegt.

Jena, den 08.03.2011

# Danksagung

Diese Diplomarbeit entstand am Institut für Photonische Technologien Jena, in der Forschungsabteilung für Faseroptik, Arbeitsgruppe Passive Fasermodule. Für die Möglichkeit am Institut zu forschen und diese Arbeit anzufertigen, möchte ich mich ganz herzlich bei Herrn Prof. Dr. H. Bartelt, als Forschungsabteilungsleiter, und Manfred Rothhardt, als Arbeitsgruppenleiter, bedanken.

Mein Dank gilt ebenso Dr. Martin Becker und Eric Lindner, die mir das wissenschaftliche Arbeiten im Rahmen dieser Arbeit vermitteln, mir meine Fachfragen bereitwillig beantworteten und viele Inhalte dieser Arbeit mit mir diskutierten. Ermöglicht wurde mir außerdem die Teilnahme am „Optics & Photonics Congress“ in Karlsruhe, die keineswegs selbstverständlich war und für die ich mich ausdrücklich bei Manfred Rothhardt und Eric Lindner bedanken möchte.

Für die technische Unterstützung und die Einweisung am fs- Lasersystem möchte ich in erster Linie Sven Brückner danken, der um einen Blick auf die Justage nie verlegen war. Ein Dankeschön geht ebenfalls an Anka Schwuchow für die spektrometrischen Untersuchungen der Preformscheiben und für den Anstoß, über die physikalische Seite hinauszublicken und auch die Glaschemiker Frau S. Unger und Herr Dr. J. Kirchhof mit einzubeziehen. Die Fasercharakterisierung vor der Belichtung führten Tina Eschrich und Frau I. Werner durch, die mir bei Fragen diesbezüglich weiterhalfen und bei denen ich mich dafür auch bedanken möchte. Ebenso sei vielen anderen Mitarbeitern der AGs Aktive und Passive Fasermodule für den Austausch über diese Arbeit gedankt.

Abschließend geht besonderer Dank an meine Eltern, die mir das Studium ermöglichten und mich ermutigten es durchzuhalten und an Mike für ein Leben neben der Uni.